

SÉRIE A, ORSAY

N° D'ORDRE :

I

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BUSSIÈRE DE NERCY

1<sup>re</sup> THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION  
RÉSONNANTE DES PHOTONS DE FREINAGE.

2<sup>e</sup> THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 1962 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN..... *Président.*

A. KASTLER .....  
J. TEILLAC .....  
C. MAGNAN .....  
} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1962



SÉRIE A, ORSAY

N° D'ORDRE :

I

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BUSSIÈRE DE NERCY

1<sup>re</sup> THÈSE. — CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION  
RÉSONNANTE DES PHOTONS DE FREINAGE.

2<sup>e</sup> THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

|                     |                      |
|---------------------|----------------------|
| MM. F. PERRIN ..... | <i>Président.</i>    |
| A. KASTLER .....    | } <i>Examineurs.</i> |
| J. TEILLAC .....    |                      |
| C. MAGNAN .....     |                      |



PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1962

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

## PROFESSEURS

|                                 |   |                                            |                                  |   |                                            |
|---------------------------------|---|--------------------------------------------|----------------------------------|---|--------------------------------------------|
| G. JULIA .....                  | T | Analyse supérieure et Algèbre supérieure.  | DUBREIL .....                    | T | Arithmétique et théorie des nombres.       |
| DE BROGLIE .....                | T | Théories physiques.                        | QUELET .....                     | T | Chimie organique.                          |
| PRENANT .....                   | T | Anatomie et histologie comparées.          | CAGNIARD .....                   | T | Géophysique appliquée.                     |
| PÉRÈS .....                     | T | Mécanique des fluides et applications.     | CHAMPETIER .....                 | T | Chimie macromolécul.                       |
| BOURCART .....                  | T | Géographie physique et Géologie dynamique. | CUVILLIER .....                  | T | Micropaléontologie.                        |
| PLANTEFOL .....                 | T | Botanique.                                 | JUNG .....                       | T | Pétrographie.                              |
| GRASSÉ .....                    | T | Évolution des êtres organisés.             | TRILLAT .....                    | T | Microscopie et diffraction électronique.   |
| PRÉVOST .....                   | T | Chimie organique.                          | WIEMANN .....                    | T | Chimie org. et structurale.                |
| BOULIGAND .....                 | T | Application de l'analyse à la Géométrie.   | JACQUINOT .....                  | T | Spectroscopie (Orsay).                     |
| CHAUDRON .....                  | T | Chimie appliquée.                          | VASSY .....                      | T | Physique de l'atmosphère.                  |
| WYANT .....                     | T | Minéralogie et Cristallographie.           | DESTOUCHES .....                 | T | Théories physiques.                        |
| TEISSIER .....                  | T | Zoologie.                                  | M. PRUVOST .....                 | T | Géologie.                                  |
| MANGENOT .....                  | T | Biologie végétale (Orsay).                 | AMIEL .....                      | T | Chimie des Solides.                        |
| P. AUGER .....                  | T | Physique quantique et Relativité.          | HOCART .....                     | T | Minéralogie et Cristallographie.           |
| MONNIER .....                   | T | Physiologie des Fonctions.                 | J.-P. MATHIEU .....              | T | Recherches physiques.                      |
| PIVETEAU .....                  | T | Paléontologie.                             | COUTEAUX .....                   | T | Biologie animale (P.C.B.).                 |
| ROCARD .....                    | T | Physique (E.N.S.).                         | MAY .....                        | T | Zoologie (Orsay).                          |
| H. CANTAN .....                 | T | Mathématiques (E.N.S.).                    | CHOQUET .....                    | T | Théorie des fonct. et topologie.           |
| LAFITTE .....                   | T | Chimie générale.                           | FELDMANN .....                   | T | Biologie végétale (P.C.B.).                |
| FAVARD .....                    | T | Géométrie supérieure.                      | GUINIER .....                    | T | Physique des solides (Orsay).              |
| COULOMB .....                   | T | Physique du Globe.                         | JOST .....                       | T | Physiologie comparée.                      |
| M <sup>lle</sup> COUSIN .....   | T | Biologie.                                  | FORTET .....                     | T | Calcul des probabilités.                   |
| CHRÉTIEN .....                  | T | Chimie minérale.                           | SCHWARTZ .....                   | T | Calcul diff. et intégr.                    |
| P. DRACH .....                  | T | Zoologie.                                  | CHOUARD .....                    | T | Physiologie végétale.                      |
| KASTLER .....                   | T | Physique (E.N.S.).                         | MALAVARD .....                   | T | Aviation (Techn. Aéronaut.).               |
| EPHROSSI .....                  | T | Génétique.                                 | BRELOT .....                     | T | Calcul différentiel.                       |
| RIVIÈRE .....                   | T | Géologie (Orsay).                          | NORMANT .....                    | T | Synthèse organique générale.               |
| GAUTHERET .....                 | T | Biologie (P.C.B.).                         | BÉNARD .....                     | T | Chimie (E.N.S.C.P.).                       |
| LUCAS .....                     | T | Recherches physiques.                      | BUVAT .....                      | T | Botanique (E.N.S.).                        |
| A. THOMAS .....                 | T | Biologie cellulaire.                       | DUGUÉ .....                      | T | Statistiques mathém.                       |
| ARNULF .....                    | T | Optique appliquée.                         | SOULAIRAC .....                  | T | Psychophysiologie.                         |
| M. MORAND .....                 | T | Enseignement de physique.                  | ULRICH .....                     | T | Physiologie végétale (E.N.S.).             |
| SOLEILLET .....                 | T | Physique (P.C.B.).                         | MARÉCHAL .....                   | T | Optique théorique et appliquée.            |
| FORTIER .....                   | T | Mécanique expériment. des fluides.         | KIRRMANN .....                   | T | Théories chimiques.                        |
| DANJON .....                    | T | Astronomie.                                | CHADEFAUD .....                  | T | Botanique.                                 |
| PETIT .....                     | T | Biologie maritime.                         | M <sup>lle</sup> LE BRETON ..... | T | Physiologie.                               |
| QUENEY .....                    | T | Météorologie et dynamique atmosphérique.   | SALEM .....                      | T | Mathématiques générales.                   |
| GALLUEN .....                   | T | Embryologie.                               | LELONG .....                     | T | Mathématiques générales.                   |
| EICHORN .....                   | T | Biologie végétale (P.C.B.).                | DEVILLERS .....                  | T | Anatomie et Histologie comparées.          |
| DE CUGNAC .....                 | T | Biologie végétale (S.P.C.N.).              | EHRESMANN .....                  | T | Topologie algébrique.                      |
| M <sup>lle</sup> CAUCHOIS ..... | T | Chimie physique.                           | FRANÇON .....                    | T | Physique (S.P.C.N.).                       |
| THEILLER .....                  | T | Physique du Globe.                         | GLANGEAUD .....                  | T | Géographie physique et Géologie dynamique. |
| L'HÉRITIER .....                | T | Biologie générale (Orsay).                 | GODEMENT .....                   | T | Mathématiques (M.P.C.).                    |
| GRIVET .....                    | T | Radioélectricité (Orsay).                  | PISOT .....                      | T | Calcul des probabilités.                   |
| PONCIN .....                    | T | Mécanique générale.                        | E. ROCH .....                    | T | Géologie.                                  |

## PROFESSEURS (*suite*)

|                                |   |                                                    |                                     |                                                                                   |
|--------------------------------|---|----------------------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|
| SCHATZMAN .....                | T | Astrophysique.                                     | M <sup>me</sup> ALBE-FESSARD .....  | Psychophysiologie.                                                                |
| TERMIER .....                  | T | Paléontologie stratigraphique.                     | FRIEDEL .....                       | Physique des solides (Orsay).                                                     |
| ZAMANSKY .....                 | T | Mathématiques générales.                           | M. JULIA .....                      | Chimie organ. structurale.                                                        |
| LENNUIER .....                 | T | Physique (P.C.B.).                                 | LENDER .....                        | Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).                                                 |
| RIZET .....                    | T | Génétique (Orsay).                                 | MAGAT .....                         | Physico-chimie des rayonnements.                                                  |
| ROUTHIER .....                 | T | Géologie appliquée.                                | M <sup>lle</sup> QUINTIN .....      | T Electrochimie.                                                                  |
| M <sup>me</sup> TONNELAT ..... | T | Relativité.                                        | MONOD .....                         | T Biochimie cellulaire.                                                           |
| DIXMIER .....                  | T | Mathématiques (M.P.C.).                            | BERNOIT .....                       | T Physiol. anim. (Orsay)                                                          |
| SOUCHAY .....                  | T | Chimie (P.C.B.).                                   | DE POSSEL .....                     | T Analyse numérique.                                                              |
| AIGRAIN .....                  | T | Electrotechnique générale.                         | CHARLOT .....                       | T Chimie analytique.                                                              |
| BRUSSET .....                  |   | Chimie minérale.                                   | HAÏSSINSKY .....                    | T Radiochimie.                                                                    |
| M. LÉVY .....                  | T | Physique théorique des hautes énergies (Orsay)     | LEMÉE .....                         | T Physiol. B.M.P.V. (Orsay)                                                       |
| M <sup>me</sup> CHAIX .....    | T | Chimie biologique.                                 | GÉRIN .....                         | T Chimie (Orsay).                                                                 |
| M <sup>me</sup> HUREL-PY ..... |   | Biologie végétale (P.C.B.).                        | M. CHATELET .....                   | Chimie (P.C.B.).                                                                  |
| PIAUX .....                    | T | Chimie (S.P.C.N.).                                 | JEAN .....                          | Physique (Orsay).                                                                 |
| BRUN .....                     | T | Mécan. expérimentale des fluides.                  | MATTLER .....                       | T Physique (Orsay).                                                               |
| LEDERER .....                  | T | Chimie biologique.                                 | L. MICHEL .....                     | Physique théor. (Orsay)                                                           |
| M <sup>me</sup> DUBREIL .....  | T | Mathématiques (Agrég.).                            | RUMPF .....                         | Chimie (P.C.B.).                                                                  |
| M <sup>me</sup> LE LONG .....  | T | Mathématiques (E.N.S.).                            | BERGERARD .....                     | Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).                                                 |
| BELLAIR .....                  | T | Géologie (S.P.C.N.).                               | BERTEIN .....                       | Électronique (Orsay).                                                             |
| COTTE .....                    | T | Physique (M.P.C.).                                 | BOUSSIÈRES .....                    | Chimie des radioéléments (Orsay).                                                 |
| J.-E. DUBOIS .....             | T | Chimie (M.P.C.).                                   | M <sup>me</sup> COUTURE .....       | Thermodynamique et mécanique physique.                                            |
| LAMOTTE .....                  | T | Zoologie (E.N.S.).                                 | ELLENBERGER .....                   | Géologie appliquée.                                                               |
| A. MICHEL .....                | T | Chimie minérale (Orsay).                           | FRANC .....                         | Biol. animale (P.C.B.).                                                           |
| OLMER .....                    | T | Énergétique générale.                              | SCHNELL .....                       | Botanique tropicale (Orsay).                                                      |
| ROUAULT .....                  | T | Physique.                                          | STOLKOWSKI .....                    | Biol. animale (P.C.B.).                                                           |
| GAUTHIER .....                 | T | Mécanique appliquée.                               | ACHER .....                         | Chimie biol. (Orsay).                                                             |
| BARCHWITZ .....                | T | Chimie physique.                                   | BAUDOIN .....                       | Biologie.                                                                         |
| BROSSEL .....                  | T | Physique atomique.                                 | BEAUMONT .....                      | Biologie animale.                                                                 |
| BUSER .....                    |   | Biologie animale (P.C.B.).                         | BLAMONT .....                       | Géophysique ionosphère.                                                           |
| CAMUS .....                    |   | Biologie végétale (P.C.B.).                        | BOURREAU .....                      | Biol. végétale (S.P.C.N.) (Orsay).                                                |
| CASTANG .....                  | T | Physique (Orsay).                                  | D. CURIE .....                      | Physique (M.G.P.).                                                                |
| CURIEN .....                   | T | Minéralogie et Cristallographie.                   | DURAND-DELGA .....                  | Géologie.                                                                         |
| MOYSE .....                    | T | Physiologie végétale (Orsay).                      | FRÉON .....                         | Chimie organique (Orsay)                                                          |
| PANNETIER .....                | T | Chimie (Orsay).                                    | HELLER .....                        | Physiologie végétale.                                                             |
| POSSOMPES .....                | T | Biologie animale (P.C.B.).                         | TORTRAT .....                       | Calcul des probabilités.                                                          |
| PULLMAN .....                  |   | Chimie théorique.                                  | CAILLEUX .....                      | Géologie (S.P.C.N.).                                                              |
| TEILLAC .....                  | T | Physique nucléaire et Radioactivité.               | MAGNAN .....                        | T Physique (P.C.B.).                                                              |
| TONNELAT .....                 |   | Biologie physico-chim.                             | DAUDEL .....                        | Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire. |
| VILLE .....                    | T | Econométrie.                                       | M <sup>lle</sup> FOURCROY .....     | Biol. végétale (S.P.C.N.)                                                         |
| WILLEMART .....                | T | Chimie (P.C.B.).                                   | BARRAUD .....                       | Physiologie cellulaire.                                                           |
| DODE .....                     | T | Chimie (Orsay).                                    | NOIROT .....                        | Évolution des êtres organisés.                                                    |
| FREYMAN .....                  | T | Physique (S.P.C.N.).                               | M <sup>me</sup> FOURÈS-BRUHAT ..... | T Mécanique analytique et mécanique céleste.                                      |
| GUINOCHET .....                | T | Biol. végét. (Orsay).                              | M <sup>lle</sup> VEIL .....         | Physiologie générale.                                                             |
| ROLLET .....                   | T | Chimie (P.C.B.).                                   | LWOFF .....                         | T Microbiologie.                                                                  |
| M <sup>lle</sup> JOSIEN .....  | T | Chimie (P.C.B.).                                   | SIESTRUNCK .....                    | T Mécanique physique et expérimentale.                                            |
| CHEVALLEY .....                | T | Géométrie algébrique et théorie des groupes.       | LACOMBE .....                       | T Métallurgie (Orsay).                                                            |
| ARNOULT .....                  | T | Électronique (Orsay).                              | BROCHARD .....                      | T Physique P.C.B. (Orsay).                                                        |
| CHAPELLE .....                 | T | Physique (Orsay).                                  | CABANNES .....                      | T Mécanique générale.                                                             |
| DELANGE .....                  | T | Mathématiques (Orsay).                             | LESIEUR .....                       | T Mathématiques M.P.C. (Orsay).                                                   |
| DENY .....                     | T | Mathématiques générales (Orsay).                   | MAZET .....                         | T Mécanique générale (Orsay).                                                     |
| GERMAIN .....                  | T | Mécanique théorique des fluides.                   |                                     |                                                                                   |
| G. LUCAS .....                 | T | Géologie.                                          |                                     |                                                                                   |
| ALLARD .....                   | T | Chimie physique.                                   |                                     |                                                                                   |
| BERTHELOT .....                | T | Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay). |                                     |                                                                                   |
| BRICARD .....                  | T | Météorologie.                                      |                                     |                                                                                   |

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41554028\\_0006](https://archive.org/details/IA41554028_0006)

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA FEMME



Je tiens à rendre un très respectueux hommage à la mémoire du Professeur F. Joliot-Curie, qui a bien voulu m'accueillir au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences, à Orsay.

Je remercie M. le Professeur J. Teillac de m'avoir permis de continuer ce travail sous sa bienveillante direction.

M. le Professeur C. Magnan m'a très aimablement permis d'utiliser le bétraton du Laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique du C. N. R. S., je tiens à l'en remercier très vivement.

J'exprime ma très profonde reconnaissance à M. M. Langevin, qui m'a initié à la recherche et qui a dirigé ce travail, me prodiguant son aide constante et amicale durant toute la durée de cette étude.

Mes remerciements vont également à Mme P. Benoist et M. C. Marty, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions sur les possibilités d'interprétation des résultats et à M. C. Tzara, dont les conseils m'ont été fort précieux.

Je remercie mes camarades J.-M. Lagrange, J.-M. Loiseaux, J. P. Schapira et J. Vernotte, qui m'ont apporté, à des titres divers, leur aide amicale.

Je remercie enfin MM. Ligonnière, Buchet, Beauvallet et Koziebrodzki, ingénieurs et techniciens du bétraton.



# CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION RÉSONNANTE DES PHOTONS DE FREINAGE <sup>(1)</sup>

PAR ANDRÉ BUSSIÈRE DE NERCY

## INTRODUCTION

L'étude des états excités des noyaux constitue l'une des bases expérimentales les plus importantes de notre connaissance de la structure nucléaire. Dans le domaine d'énergie d'excitation correspondant à des niveaux discrets, la diffusion résonnante des photons est un moyen d'investigation très efficace : on peut en effet déterminer, par l'étude des photons diffusés à la résonance et de leur distribution angulaire, les caractéristiques des niveaux excités correspondants : énergie d'excitation, spin et multipolarité des rayonnements ; on peut également obtenir, par des mesures d'absorption à la résonance, les largeurs radiatives et totale de niveau, ce qui conduit, par l'intermédiaire de la relation d'incertitude, à la détermination de vies moyennes très courtes et inaccessibles par mesure directe.

A plus haute énergie, au-dessus des seuils d'émission de particules, les niveaux excités deviennent de plus en plus nombreux et de plus en plus larges, de sorte que le concept de niveau « discret » n'est plus applicable, sauf peut-être dans quelques noyaux légers. On observe expérimentalement que la section efficace d'absorption en fonction de l'énergie se présente sous la forme d'une résonance très large, dont l'énergie au maximum décroît lentement avec le numéro atomique du noyau : c'est la résonance géante dipolaire, due à l'excitation dipolaire électrique des noyaux par les photons. L'étude expérimentale de la

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès sciences physiques et soutenue le devant la Commission d'examen.

diffusion des photons dans cette région nous renseignera donc directement sur la nature et les propriétés de cette « résonance géante ».

Avec le faisceau de photons de freinage produit par un bétatron, nous avons pu mettre en évidence la diffusion résonnante parmi les autres interactions, souvent plus intenses, des photons avec la matière. Nous avons ainsi étudié trois niveaux « discrets » de  $^{12}\text{C}$ ,  $\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$ , dont nous avons déterminé les caractéristiques : énergie, spin et largeurs. D'autre part, nous avons étudié la résonance géante dans  $^{12}\text{C}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$  et obtenu ainsi des informations sur la contribution des résonances étroites dans la section efficace d'absorption et sur la diffusion inélastique. Enfin, la forme de la distribution angulaire des photons diffusés nous a permis de vérifier le caractère dipolaire de la résonance géante et de déterminer la polarisabilité, scalaire ou tensorielle, du noyau.

## CHAPITRE PREMIER

### Diffusion résonnante.

Pour l'étude des niveaux nucléaires par diffusion résonnante, nous disposons de plusieurs « sources » de photons.

On peut utiliser les photons monoénergétiques (largeur  $\Gamma$ ), provenant de la désexcitation d'un niveau d'énergie  $E_0$  du noyau « source », pour exciter ce même niveau dans le noyau « diffuseur ». Malheureusement, l'énergie de recul,  $E_R = E_0^2/2Mc^2$ , du noyau de masse  $M$  à l'émission et à l'absorption, est bien supérieure, en général, à la largeur  $\Gamma$  du niveau en question, il ne peut donc y avoir résonance. Pour compenser ce recul, plusieurs méthodes utilisant l'effet Doppler ont été employées jusqu'ici (1) (2) (3) : élargissement de la raie par chauffage de la source, déplacement de la raie par un mouvement mécanique de la source, par le recul après une désintégration  $\beta$  ou  $\gamma$  ou après une réaction nucléaire, émission  $\gamma$  sans recul (effet Mössbauer (4)). Mais toutes ces méthodes sont inutilisables au-dessus de 8 MeV, car le recul devient trop important.

On peut aussi employer les photons d'énergie variable provenant, soit d'une diffusion Compton (5), soit d'un spectre de freinage avec coïncidence  $e\text{-}\gamma$  (6), soit de l'annihilation en vol des positons (7).

Finalement, la méthode la plus simple consiste à utiliser un spectre continu de photons de freinage, qui comprend des photons de toutes les énergies de 0 à  $E_m$ , énergie maximum du spectre utilisé. C'est cette méthode que nous avons employée, car elle permet d'exciter tous les noyaux à des énergies allant jusqu'à  $E_m = 34$  MeV, énergie maximum du bétatron dont nous disposons.

## 1° Historique.

Suggérée par L. I. Schiff (8), en 1946, la diffusion résonnante des photons de freinage par les noyaux n'a pu être observée qu'en 1954 par E. G. Fuller et E. Hayward (9) (10), après les premières tentatives de E. R. Gaertner et G. L. Yeater (11). Plusieurs expériences de diffusion inélastique avaient été réalisées auparavant en étudiant la formation d'isomères de basse énergie (12) dans l'indium (13), l'or (14), l'argent (15), le praséodyme (16), le rhodium (17) et le krypton (17), après irradiation par un faisceau de photons de freinage. Dans leurs expériences, Fuller et Hayward, utilisant le rayonnement de freinage d'un bétatron, étudiaient les photons diffusés à 120° dans une bande d'énergie  $\Delta E = 0,1 \times E_m$ , au voisinage de l'extrémité du spectre d'énergie maximum  $E_m$ , à l'aide d'un spectromètre à scintillations. Ils observaient dans la section efficace de diffusion, deux maxima en général, l'un, situé au-dessous du seuil d'émission de particules, correspondant à l'excitation de niveaux « individuels », l'autre correspondant à l'excitation de la résonance géante. L'étude des niveaux individuels a été poursuivie ensuite par Fuller et Hayward (18) (19), E. L. Garwin (20), L. Cohen, R. A. Tobin et J. McElhinney (21) (22) (23), F. D. Seward et al. (24) (25), E. C. Booth (26) (27), E. F. Kennedy et W. C. Miller (28), V. J. Van Huyse et G. J. Van Praet (29) et O. Beckman et R. Sandström (30), les quatre dernières équipes travaillant à basse énergie,  $E \leq 3$  MeV. Nous avons, pour notre part, étudié trois résonances dans  $^{12}\text{C}$ , Mg,  $^{28}\text{Si}$  (31) (32) (33). La résonance géante a été étudiée depuis par Fuller et Hayward (34) (35), particulièrement pour quelques noyaux lourds déformés et par A. S. Penfold et E. L. Garwin (36) pour certains noyaux légers. Nous avons étudié la résonance géante dans les noyaux légers  $^{12}\text{C}$ , Mg,  $^{27}\text{Al}$ , Si,  $^{31}\text{P}$  et Ca (37) et dans deux noyaux lourds  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$ .

## 2° Niveau individuel.

a) **Section efficace.** — Pour un niveau individuel, la section efficace d'absorption résonnante est donnée par (38) :

$$\sigma_a(E) = 4\pi\lambda_0^2 \frac{(2J+1)}{2(2J_0+1)} \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma} \frac{(E\Gamma)^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2\Gamma^2} \quad (1)$$

avec  $\lambda_0 = \frac{hc}{E_0}$  : longueur d'onde rationalisée des photons d'énergie  $E_0$ .

$E_0$  : énergie d'excitation du niveau.

$J_0$  : spin de l'état fondamental.

$J$  : spin du niveau excité.

$\Gamma_{\gamma_0}$  : largeur radiative partielle vers l'état fondamental.

$\Gamma$  : largeur totale du niveau.

Dans le cas d'un niveau très étroit, nous avons  $E = E_0(1 + \varepsilon)$  et nous obtenons la formule de Breit et Wigner pour une résonance (39) :

$$\sigma_d(E) = \pi \chi_0^2 \frac{(2J+1)}{2(2J_0+1)} \frac{\Gamma_{\gamma_0} \Gamma}{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2)$$

La section efficace de diffusion élastique est alors (38) :

$$\sigma_d(E) = \pi \chi_0^2 \frac{(2J+1)}{2(2J_0+1)} \frac{\Gamma_{\gamma_0}^2}{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3)$$

Si on intègre sur toute la résonance, nous trouvons facilement la section efficace intégrée :

$$\int \sigma_d(E) dE = 2\pi^2 \chi_0^2 \frac{(2J+1)}{2(2J_0+1)} \frac{\Gamma_{\gamma_0}^2}{\Gamma} \quad (4)$$

*b) Largeur radiative.* — D. H. Wilkinson (40) a rassemblé les résultats sur les transitions radiatives dans les noyaux légers, en les comparant aux largeurs théoriques de V. F. Weisskopf (41),  $\Gamma_w$ , calculées à partir du modèle à particule indépendante :

$$\Gamma_w(E_1) = 0,11 A^{2/3} E_{\gamma}^3 \quad \text{et} \quad \Gamma_w(M_1) = 0,021 E_{\gamma}^3 \text{ eV.} \quad (5)$$

En portant  $|M|^2 = \Gamma_{\gamma}/\Gamma_w$  pour les différentes transitions dipolaires connues, il trouve des distributions à peu près continues :

Pour les transitions  $M_1$  :  $10^{-3} \leq |M|^2 \leq 1$ ,  
valeur la plus probable : 0,032.

Pour les transitions  $E_1$  :  $10^{-2} \leq |M|^2 \leq 10$ ,  
valeur la plus probable : 0,15.

*c) Distribution angulaire.* — La section efficace différentielle de diffusion élastique ou inélastique dépend du spin des niveaux et de la multipolarité des transitions. La distribution angulaire des photons diffusés est en effet analogue à une corrélation angulaire entre le photon incident et le photon diffusé. Partant de l'état fondamental de spin  $J_0$ , on excite le niveau de spin  $J$ , par absorption d'un photon de moment angulaire  $L_0$  ; ce niveau se désexcite ensuite, par émission d'un photon de moment angulaire  $L_1$ , diffusé sous l'angle  $\theta$  par rapport au photon incident, vers un niveau de spin  $J_1$ . La cascade correspondante s'écrit :

$$J_0 \xrightarrow{L_0} J \xrightarrow{L_1} J_1.$$

La fonction de corrélation angulaire dépend de  $L_0$ ,  $L_1$ ,  $J$ . Elle se met sous la forme (42) :

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) + \dots + A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta) \quad (6)$$

avec  $P_v(\cos \theta)$  : polynôme de Legendre d'ordre pair.

$$A_v = F_v(L_0, J_0, J) \times F_v(L_1, J_1, J).$$

$v_{\max}$  : le plus petit des trois nombres  $2L_0, 2L_1, 2J$ .

Pour les transitions dipolaires, qui sont les plus probables,  $L_0 = L_1 = 1$  :

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta). \quad (6')$$

On utilise plutôt une forme équivalente, normalisée à  $W(90^\circ) = 1$  :

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta. \quad (7)$$

La section efficace différentielle s'écrira alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ} (1 + a \cos^2 \theta). \quad (8)$$

Or la relation entre  $\sigma$  et  $d\sigma/d\Omega$  est :

$$\sigma = \int_0^\pi 2\pi \sin \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta d\theta \quad (9)$$

c'est-à-dire :

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta \frac{(1 + a/3)}{(1 + a \cos^2 \theta)} = 4\pi b(\theta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta \quad (10)$$

avec  $b(\theta) = (1 + a/3)/(1 + a \cos^2 \theta)$ .

Pour  $a = 1$  :

$$\sigma = \frac{16\pi}{3} \frac{1}{1 + \cos^2 \theta} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta. \quad (11)$$

### 3° Résonance géante.

Le modèle à particule indépendante et le modèle collectif ont été utilisés tous les deux pour expliquer la résonance géante. Pour le modèle à particule indépendante (43), la résonance géante s'explique par l'excitation dipolaire électrique d'un nucléon d'une couche, les énergies des différentes transitions possibles ayant à peu près la même valeur pour les différentes couches. Pour le modèle collectif (44) (45), la résonance géante s'explique par l'excitation dipolaire électrique d'un état dans lequel l'ensemble des protons oscille par rapport à l'ensemble des neutrons. Ces deux modèles expliquent l'énergie de résonance  $E$ , la largeur  $\Gamma$  et la séparation  $\Delta E$  entre les deux résonances pour les noyaux déformés. D. M. Brink (46) a trouvé une relation entre le modèle en couches avec un potentiel d'oscillateur harmonique et le modèle collectif de M. Goldhaber et E. Teller : la fonction d'onde, correspondant à l'état excité atteint après absorption d'un photon dans

la résonance géante, peut être interprétée, soit par les oscillations cohérentes des nucléons individuels, soit par une oscillation collective des protons par rapport aux neutrons ; ainsi, un même état peut être interprété avec les deux modèles, ce qui explique la similitude de leurs prévisions. Des modèles unifiés (47) ont été également utilisés pour la description de la résonance géante avec plus ou moins de succès.

**Relation de dispersion.** — Le théorème optique (48) donne une relation entre la section efficace d'absorption et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant :

$$\text{Im}R(\theta = 0; E) = \frac{\sigma_a(E)}{4\pi\lambda}. \quad (12)$$

Cette amplitude de diffusion élastique vers l'avant possède certaines propriétés analytiques (49) qui permettent de calculer sa partie réelle en fonction de sa partie imaginaire. M. Gell-Mann, M. Goldhaber et W. Thirring (50) ont utilisé le principe de causalité pour généraliser la relation de dispersion de Kramers-Heisenberg (51). Pour l'effet photo-nucléaire, ils ont trouvé la relation entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant :

$$\text{Re}[R(\theta = 0; E) - R(\theta = 0; E = 0)] = \frac{2E^2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\text{Im}R(E')dE'}{E'(E'^2 - E^2)} \quad (13)$$

avec  $P \int_0^\infty$  représentant la partie principale de l'intégrale.

$R(\theta = 0, E = 0) = -(Z^2e^2/AMc^2) = T$ , amplitude de diffusion Thomson nucléaire.

En portant la valeur de  $\text{Im}R(\theta = 0; E)$ , tirée de l'équation 12, nous obtenons :

$$\text{Re}R(\theta = 0; E) = T + \frac{E^2}{2\pi^2\hbar c} P \int_0^\infty \frac{\sigma_a(E')dE'}{(E'^2 - E^2)}. \quad (14)$$

A partir de la section efficace d'absorption, nous pouvons donc calculer les parties imaginaire et réelle de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant. La section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée par (52) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = |R(\theta)|^2. \quad (15)$$

Pour  $\theta = 0$ , nous aurons donc :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta = 0; E) = \left[\frac{\sigma_a(E)}{4\pi\lambda}\right]^2 + \left[T + \frac{E^2}{2\pi^2\hbar c} \int_0^\infty \frac{\sigma_a(E')dE'}{(E'^2 - E^2)}\right]^2. \quad (16)$$

A basse énergie,  $E \rightarrow 0$ , nous n'avons que la diffusion Thomson nucléaire par une charge  $Z$  de masse  $M$  (10) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E \rightarrow 0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = \left(\frac{Z^2 e^2}{AMc^2}\right)^2 \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2}. \quad (17)$$

A haute énergie,  $E \rightarrow \infty$ , nous avons la diffusion Thomson nucléaire par une charge  $Z$  de masse  $Z$  (10) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E \rightarrow \infty} = \left(\frac{Z^2 e^2}{AMc^2}\right)^2 \frac{A^2}{Z^2} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2}. \quad (18)$$

Nous pouvons alors faire plusieurs remarques :

— La relation 16 ne s'applique qu'à la diffusion élastique seule. Si la section efficace expérimentale contient une certaine proportion de diffusion inélastique, la courbe calculée par la relation ci-dessus sera en désaccord avec la courbe expérimentale.

— Nous devons faire ensuite une hypothèse sur  $\sigma_a(E)$  qui est, en réalité, une valeur moyenne  $\overline{\sigma_a(E)}$  sur la fonction de résolution utilisée pour l'analyse de la section efficace : à partir d'une courbe d'activation obtenue avec un spectre continu de freinage, cette résolution est de l'ordre de 0,5 à 1 MeV. Si nous supposons que  $\sigma_a(E)$  varie peu avec l'énergie,  $\overline{\sigma_a(E)}$  sera une bonne approximation de  $\sigma_a(E)$  sur la fonction de résolution. Mais dans le cas des noyaux légers, on a observé une structure fine (53) qui indiquerait la présence de nombreuses résonances étroites : dans ce cas,  $\overline{\sigma_a(E)}$  n'est plus une bonne approximation et la courbe calculée par la relation ci-dessus sera en désaccord avec la courbe expérimentale.

— Cette relation ne s'applique directement que si les noyaux ont tous la même orientation par rapport à la direction de polarisation du photon incident. Nous devons donc faire une hypothèse sur la polarisabilité nucléaire : si nous supposons que cette polarisabilité est une quantité scalaire, c'est-à-dire que le moment dipolaire induit par le champ électromagnétique est indépendant de l'orientation relative du noyau et de la polarisation du photon, la relation s'applique sans difficultés. Si, au contraire, nous supposons que la polarisabilité nucléaire est une quantité tensorielle, c'est-à-dire que le moment dipolaire induit dépend, en direction et amplitude, de l'orientation relative du noyau et de la polarisation du photon, nous ne pouvons plus appliquer cette relation ; nous décrirons plus loin (chap. IV, § 3), un modèle simple applicable dans ce cas.

— Enfin, la relation 16 ne nous donne que la section efficace différentielle vers l'avant. Pour un angle  $\theta$  quelconque, il nous faut connaître la forme de la distribution angulaire. Dans le cas de la polarisabilité scalaire, nous trouvons facilement, comme pour la diffusion Thomson nucléaire :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta^s = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0^\circ}^s \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2}. \quad (19)$$

Dans le cas de la polarisabilité tensorielle, il faut utiliser un modèle pour calculer cette distribution (chap. IV, § 3).

En résumé, la relation de dispersion nous permet de calculer la section efficace de diffusion élastique. La comparaison avec les valeurs expérimentales nous renseigne sur :

- La diffusion inélastique.
- La polarisabilité nucléaire.
- La distribution angulaire des photons diffusés.

## CHAPITRE II

### Technique expérimentale.

Nos efforts ont porté principalement sur l'atténuation maximum du mouvement propre du détecteur grâce aux différentes protections et sur la diminution des empilements par l'amélioration du cycle utile du bétatron.

Notre dispositif expérimental est représenté figure 1. Les électrons accélérés dans le bétatron, frappent une cible « épaisse » de 1,5 mm de platine ; les photons de freinage ainsi créés, sont canalisés par deux collimateurs, l'un en plomb de 30 cm de longueur, l'autre en fer de 77 cm de longueur, qui définissent un faisceau de 32 mm de diamètre à l'endroit de la cible. A la sortie du second collimateur, nous avons placé un aimant permanent pour éliminer les électrons du faisceau. Un mur de béton et paraffine de 230 cm sépare le bétatron de la salle d'expériences et le trajet des photons jusqu'à la cible se fait dans le vide pour éviter la diffusion multiple du faisceau dans l'air. Le flux de photons est mesuré par une chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite. Un piège de béton et paraffine de 130 cm évite toute rétrodiffusion du faisceau vers la cible. Les photons, diffusés par la cible, sont détectés par un cristal de  $\text{INa(Tl)}$  de 125 mm de diamètre et 203 mm de longueur, protégé par 10 cm de plomb et 5 cm de paraffine borée, qui peut tourner autour de la cible de  $40^\circ$  à  $140^\circ$  par rapport au faisceau incident. Les impulsions du détecteur sont analysées par un sélecteur d'amplitude à 50 canaux.

#### 1° Bétatron.

a) **Principe.** — Nos expériences ont été effectuées avec le bétatron du Laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique.

Le bétatron peut être schématisé sous la forme d'un transformateur,

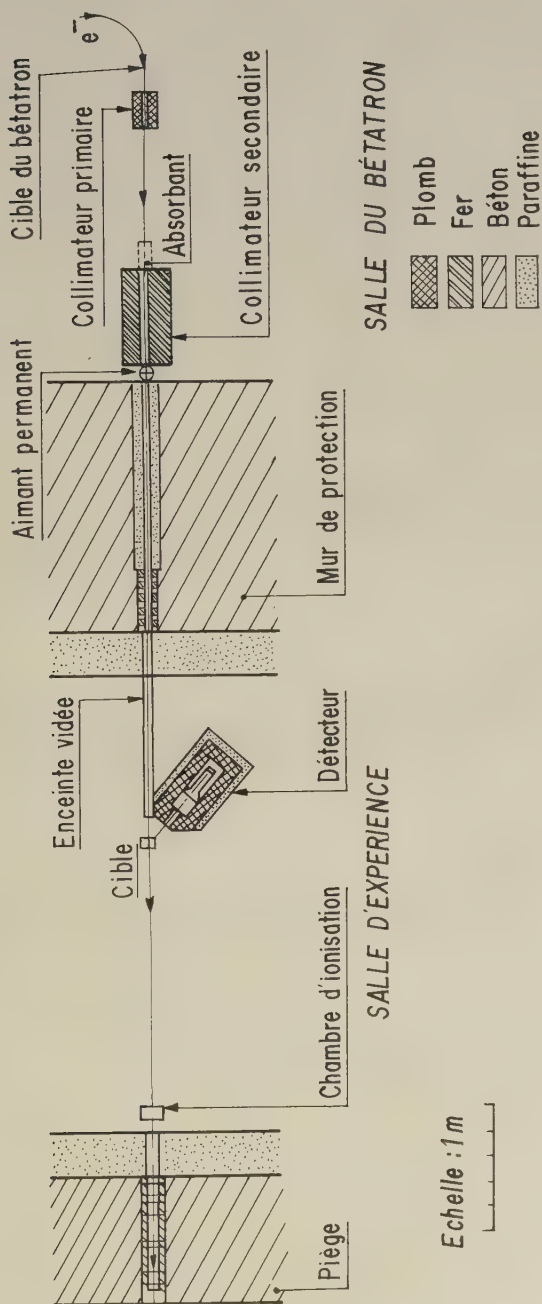


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

intégrateur de tension, dont le secondaire serait une trajectoire électronique dans le vide. Le primaire, qui forme une self très importante, est mis en parallèle avec un banc de capacités de façon à former un circuit à haute surtension accordé sur 55 Hz, alimenté par un amplificateur symétrique. Les électrons sont injectés à 50 kV par un canon à électrons, lorsque le champ magnétique alternatif passe au voisinage de zéro. Ils sont accélérés pendant le quart de période où le champ croît en restant sur une trajectoire circulaire stable, puis sont défectés et projetés (expansion) sur la cible quand le champ atteint sa valeur maximum. La cible freine les électrons qui perdent leur énergie en émettant un rayonnement  $\gamma$ . On dispose donc, à la sortie de l'appareil, d'un faisceau de photons de freinage (Bremstrahlung), arrivant par impulsions de 10  $\mu$ s toutes les 18 200  $\mu$ s, d'énergie comprise entre zéro et l'énergie des électrons au moment de l'expansion.

*b) Durée d'impulsion.* — Durant notre travail, nous avons été amenés à modifier la durée d'impulsion du bétatron pour diminuer le taux d'empilement des impulsions provenant du détecteur. En effet, à chaque impulsion du bétatron, le détecteur fournit un très grand nombre d'impulsions, provenant principalement de photons de basse énergie produits par diffusion Compton (300 keV) ou par création de paire (510 keV) dans la cible. Comme nous le verrons plus loin, § 3, le taux d'empilement varie comme le rapport :

$$\frac{\text{Durée d'impulsion du détecteur}}{\text{Durée d'impulsion du bétatron}} = \frac{\tau}{\theta}.$$

Ayant réduit  $\tau$  au maximum, nous avons donc cherché à augmenter  $\theta$ . La durée  $\theta$ , correspondant au temps mis par le faisceau d'électrons pour balayer la cible lors de l'expansion, est directement liée à la pente du signal d'expansion. Ainsi, en réglant la phase et l'amplitude de ce signal (sinusoïde amortie), nous sommes arrivés, sans aucune modification de l'appareil, à obtenir une durée d'impulsion  $\theta$  de 50 à 60  $\mu$ s au lieu de 10  $\mu$ s.

*c) Étalonnage en énergie.* — L'énergie du bétatron, c'est-à-dire l'énergie maximum du spectre de photons, est rigoureusement proportionnelle au courant d'excitation commandé par un potentiomètre héli-coïdal (Hélipot). L'étalonnage en valeur absolue (54), effectué avec les seuils des réactions :

$$\begin{aligned} {}^{12}\text{C}(\gamma, n){}^{11}\text{C} &: E_s = 18,73 \pm 0,03 \text{ MeV} \\ {}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu} &: E_s = 10,83 \pm 0,02 \text{ MeV} \end{aligned}$$

permet de déterminer l'énergie avec une précision supérieure à 1 p. 100.

## 2° Mesure du flux.

a) **Chambre d'ionisation.** — Nous avons utilisé, pour la mesure du flux de photons, une chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite, calculée et réalisée par C. Schuhl (55). Elle consiste en un système plan formé d'une plaque de graphite de 180 mm de diamètre et 110 mm d'épaisseur au centre de laquelle se trouve une cavité d'air de 100 cm<sup>3</sup>. Cette chambre a été comparée (55) avec une chambre étalon « Victoreen » : l'accord obtenu est tout à fait satisfaisant compte tenu des erreurs probables de calcul et d'étalonnage de la chambre de référence. La tension de fonctionnement est de 1 500 V (56).

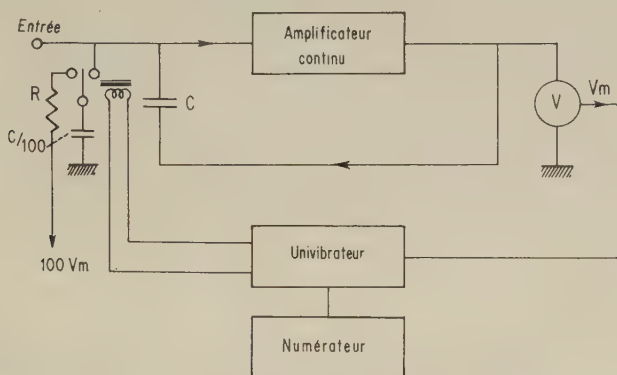


Fig. 2. — Schéma de l'intégrateur.

b) **Intégrateur.** — Le courant fourni par cette chambre est ensuite mesuré à l'aide d'un amplificateur électrométrique. La quantité intéressante pour nos expériences n'est pas le courant instantané, mais la charge totale recueillie durant le temps de la mesure. Nous avons donc effectué un montage intégrateur de courant sur un amplificateur à condensateur vibrant de type classique, en remplaçant simplement la résistance d'entrée par une capacité à fort isolement,  $C$ , figure 2. Nous avons d'autre part utilisé une méthode différentielle pour éviter les fluctuations du zéro et la dérive de l'amplificateur : chaque fois que la charge de la capacité atteint une valeur prédéterminée,  $Q_m = CV_m$ , on lui réinjecte, par l'intermédiaire d'un relais sensible, une charge étalon  $(C/100) \times (100 V_m)$ , et la capacité peut se charger de nouveau. Un numérateur compte le nombre de réinjections, c'est-à-dire la charge totale recueillie par la chambre ; il commande en outre le départ et l'arrêt des mesures ou du béta-tron. Nous pouvons ainsi mesurer des courants de  $10^{-13}$  à  $10^{-8}$  A avec une précision très supérieure à 1 p. 100.

c) **Mesures absolues.** — Pour les mesures en valeur absolue, on doit tenir compte de la réponse de la chambre au flux de photons : cette réponse a été calculée par Schuhl jusqu'à 50 MeV ; elle est normalisée à un flux de 1 photon par centimètre carré et par seconde arrivant sur la paroi frontale de la chambre. Ces calculs sont donc valables lorsque la chambre est placée dans un flux homogène de photons, frappant toute la surface frontale. Dans nos expériences, après les différentes collimations, le diamètre du faisceau frappant la chambre était de 42 mm, ce qui exigeait un centrage précis, car la sensibilité dépend de l'endroit de la chambre frappé par le faisceau. Nous avons donc étudié la variation de la sensibilité en fonction du point d'impact du faisceau. Les mesures ont été effectuées avec un faisceau canalisé de 10 mm de diamètre, pour différentes énergies du béatron. La sensibilité varie assez lentement jusqu'à un rayon de 40 mm et subit ensuite une brusque discontinuité, correspondant aux dimensions de la cavité d'air de la chambre (80 mm de diamètre). En intégrant ensuite sur toute la surface de la chambre, depuis  $R = 0$  jusqu'à  $R = 90$  mm, nous obtenons l'efficacité en fonction du rayon du faisceau incident, c'est-à-dire la surface corrigée  $\eta S$ , couverte par un faisceau de rayon  $R$ .  $\eta S$  varie très rapidement au début, dans la zone de la cavité d'air, et le reste de la surface n'apporte qu'une faible contribution. Pour un faisceau frappant toute la surface de la chambre, la surface corrigée  $\eta S$  est égale naturellement à la surface réelle,  $S = 254,5 \text{ cm}^2$ .  $\eta S$  est sensiblement indépendante de l'énergie maximum du faisceau de photons, sauf pour les faisceaux de faible diamètre.

La charge recueillie par la chambre,  $Q(E_m)$ , est donnée par (57) :

$$Q(E_m) = \int_0^{E_m} R(E) N_m(E_m; E) E dE \text{ (cb)} \quad (1)$$

avec  $R(E)$  : rendement de la chambre, en coulomb par MeV, pour 1 photon incident sur la paroi frontale.

$N_m(E_m; E)$  : nombre de photons d'énergie  $E$ , par MeV, dans un spectre de freinage d'énergie maximum  $E_m$ , incidents sur la chambre (moniteur), c'est-à-dire (57) :

$$N_m(E_m; E) = \frac{\Phi(E_m; E)}{E} f_m'(E) \frac{Q(E_m)}{F(E_m)} \quad (2)$$

avec  $\Phi(E_m; E)$  : fonction sans dimensions ayant la même forme que la section efficace de Bremstrahlung.

$f_m'(E)$  : transmission des photons d'énergie  $E$  à travers tous les matériaux placés devant la chambre (doughnut, absorbant, cible, etc.).

$F(E_m)$  : fonction de réponse de la chambre (moniteur), en coulomb par photon.

Nous avons vu ci-dessus que :

$$R(E) = \frac{R'(E)}{\eta S} \text{ (cb/MeV)} \quad (3)$$

où  $R'(E)$  est le rendement donné par Schuhl (55), pour un photon par centimètre carré incident sur la paroi frontale de la chambre.

Nous obtenons donc finalement :

$$F(E_m) = \frac{1}{\eta S} \int_0^{E_m} R'(E) \Phi(E_m; E) f_m(E) dE. \quad (4)$$

Pour les calculs nous avons utilisé la relation :

$$F(E_m) = \frac{1}{\eta S} \sum_0^{E_m} R'(E) \Phi(E_m; E) f_m(E) \Delta E \quad (4')$$

avec  $\Delta E = 2 \text{ MeV}$ . La précision obtenue en valeur absolue, compte tenu des différentes corrections, des incertitudes sur le spectre de freinage et des approximations sur l'efficacité de la chambre, peut être estimée à environ 15 p. 100.

d) **Courant résiduel.** — Nos premières expériences avaient mis en évidence de fortes variations dans le courant résiduel de la chambre en l'absence de faisceau. Celles-ci provenaient de la dérive de l'alimentation haute tension. En prenant certaines précautions (chauffage continu, stabilisation), nous sommes parvenus à obtenir une valeur à peu près constante de ce courant résiduel de l'ordre de  $10^{-13} \text{ A}$ . Ce courant semble dû au rayonnement cosmique, à la radioactivité ambiante et à l'activation du carbone et de l'aluminium de la chambre. En tout cas, il n'est gênant que pour les mesures avec des flux faibles, c'est-à-dire à basse énergie,  $E_m \leq 13 \text{ MeV}$ , ou avec une absorption notable du faisceau.

### 3° Électronique.

L'appareillage électronique utilisé est représenté schématiquement figure 3. Les impulsions fournies par le photomultiplicateur (Dumont 6364) couplé au cristal sont mises en forme ( $2 \mu\text{s}$ ) par une ligne à retard court-circuitée puis amplifiées et analysées par un sélecteur d'amplitude à 50 canaux. Un circuit porte, commandé par le signal d'expansion, ne laisse passer les impulsions que pendant le passage du faisceau ( $50 \mu\text{s}$ ), ce qui réduit considérablement le mouvement propre : le temps réel de comptage devient  $50 \times 55 = 2\,750 \mu\text{s}$  par seconde. La commande de la porte comporte une mise en forme de l'impulsion d'expansion délivrée par le bétatron et le réglage de l'instant de

déclenchement de la porte par rapport à l'arrivée de l'impulsion du bétatron. L'intégrateur commande le comptage des impulsions.

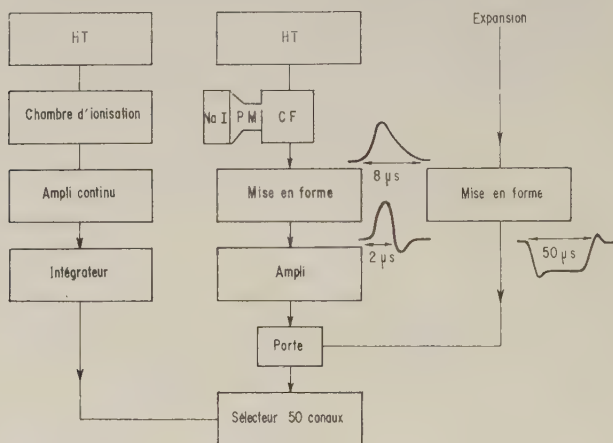


Fig. 3. — Schéma de l'appareillage électronique.

a) **Empilements.** — Comme nous l'avons vu plus haut, § 1, à chaque impulsion du bétatron, le détecteur fournit un très grand nombre d'impulsions qui peuvent donc s'empiler les unes sur les autres. Le nombre d'empilements correspond au nombre de coïncidences entre deux impulsions consécutives de durée  $2 \mu\text{s}$ , c'est-à-dire ici :

$$N_e = \tau N^2 \quad \text{avec} \quad \tau = 2 \mu\text{s} \quad (5)$$

et le taux d'empilement

$$N_e/N = \tau N = N_t \frac{\tau}{\theta} \sim \frac{\tau}{\theta} \quad (6)$$

$N$  étant le nombre d'impulsions par unité de temps pendant la durée  $\theta$  de l'impulsion du bétatron : on a  $N = N_t/\theta$ ,  $N_t$  représentant le nombre total d'impulsions par impulsion du bétatron. Pour réduire ce taux d'empilement, il suffit donc d'augmenter  $\theta$ , comme nous l'avons expliqué plus haut. Nous avons pu mesurer ces empilements en envoyant une impulsion étalon, de même forme que celles venant du détecteur, au moment de l'impulsion du bétatron. Quand on réduit le flux du bétatron à zéro, toutes les impulsions étalon sont comptées dans un même canal du sélecteur, mais en présence des impulsions normales venant du détecteur, elles s'étalent sur plusieurs canaux. Durant toutes nos expériences, nous nous sommes limités à un étalement maximum de deux canaux, ce qui correspond à une perte du pouvoir de résolution d'environ 1 p. 100 à 20 MeV. Pour les mesures à des angles inférieurs à

90°, nous étions amenés à diminuer le flux du bétatron ou l'épaisseur des cibles.

b) **Pertes.** — Le taux de comptage maximum correspond au taux de répétition du bétatron, 55 impulsions par seconde ; le temps mort du sélecteur est en effet bien supérieur à 50  $\mu$ s, ce qui permet de compter au plus une impulsion par impulsion du bétatron. Le taux de pertes est alors :

$$N_p/N = t_m N \quad \text{avec} \quad t_m = \frac{1}{55} = 18,2 \text{ ms.} \quad (7)$$

Avec un taux de comptage de  $N = 1$  par seconde, ceci correspond à un taux de perte de 2 p. 100.

#### 4° Détecteur.

Les photons diffusés sont détectés par un cristal de  $\text{INa(Tl)}$  de grandes dimensions. Au début de ce travail, nous avons utilisé un cristal de 127 mm de diamètre et 153 mm de longueur qui fut ensuite remplacé par un cristal de même diamètre et de 203 mm de longueur. Un blindage magnétique entoure le photomultiplicateur et l'ensemble, entouré de 10 cm de plomb et 5 cm de paraffine borée, peut tourner autour de la cible de 40° à 140° par rapport au faisceau incident. Un canal de 60 mm de diamètre percé dans la protection de plomb, laisse passer les photons diffusés ; un absorbant de plexiglas placé dans ce canal, arrête les électrons diffusés et absorbe préférentiellement les photons de faible énergie.

a) **Étalonnage.** — Le détecteur est étalonné avec les photons de 4,45 MeV d'une source de  $\text{Po-}\alpha\text{-Be}$  et ceux du niveau de 15,1 MeV de  $^{12}\text{C}$ , obtenus par diffusion résonnante. L'étalonnage, effectué à intervalles réguliers, demeurerait constant à 2 p. 100 près, moyennant certaines précautions : les corrections de température, qui peuvent être importantes pour le cristal et le photomultiplicateur, étaient rendues négligeables dans nos expériences car l'ensemble cristal + photomultiplicateur était placé dans la salle d'expériences, dont la température restait stable à 1° près. Nous faisons fonctionner le bétatron environ 1/2 heure avant les expériences, par suite d'une augmentation du gain (environ 5 p. 100) du photomultiplicateur causée par le fort taux de comptage instantané (500 000 à 1 000 000 d'impulsions par seconde) ; nous effectuons ensuite un étalonnage, puis la mesure et de nouveau un étalonnage.

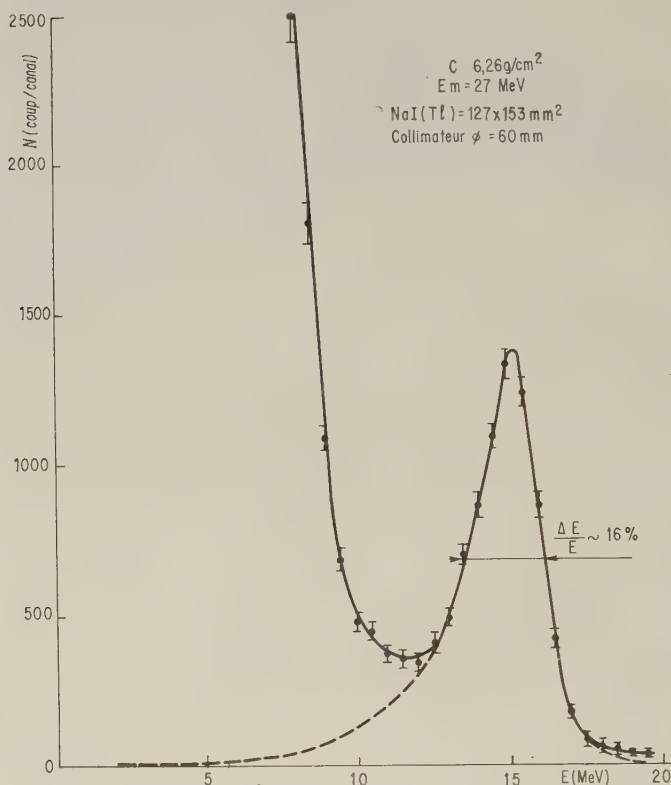


Fig. 4. — Réponse du détecteur (courbe de résolution) à 15,1 MeV.

*b) Résolution.* — Le pouvoir de résolution du détecteur,  $\Delta E/E$ , a été étudié avec les mêmes raies : 4,45 et 15,1 MeV. A 4,45 MeV, la réponse du détecteur présente trois maxima, correspondant à l'énergie incidente  $E$ , à  $(E - 0,51 \text{ MeV})$  et  $(E - 1,02 \text{ MeV})$ ; ces deux derniers maxima sont dus à l'échappement d'un ou deux photons d'annihilation. La résolution est environ 10 p. 100. A 15,1 MeV, la réponse du détecteur (fig. 4) ne présente plus qu'un seul maximum et la résolution atteint 16 p. 100. La courbe en pointillés (linéaire en coordonnées semi-logarithmiques) portée sur cette figure, définit le nombre total d'interactions (58) (59) produites par les photons de 15,1 MeV dans le cristal : effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paire, diffusion multiple et freinage. La précision est environ 5 p. 100 en valeur absolue.

c) **Efficacité.** — Nous avons calculé l'efficacité du détecteur de 1 à 35 MeV, à partir des coefficients d'absorption des photons de G. R. White (60), en tenant compte des différents absorbants placés devant le cristal. L'efficacité  $\varepsilon(E)$  varie, pour le cristal de  $127 \times 203 \text{ mm}^2$ , de 47 p. 100 à 1 MeV à 81 p. 100 à 35 MeV.

d) **Angle solide.** — L'angle solide sous lequel le centre de la cible voit le détecteur n'est pas déterminé uniquement par le diaphragme de 60 mm percé devant le cristal, car les photons peuvent traverser la protection de plomb. La correction correspondante, qui varie avec l'énergie, est environ de 5 p. 100 à 15 MeV. La quantité intéressante finalement est le produit efficacité  $\times$  angle solide,  $\varepsilon(E) \times \Delta\Omega(E)$ , qui représente la probabilité pour qu'un photon d'énergie  $E$ , diffusé par la cible, soit compté dans le détecteur. A 15 MeV, pour le cristal de  $127 \times 203 \text{ mm}^2$ , nous avons  $\varepsilon\Delta\Omega(E) = 2,89 \times 10^{-2}$  stéradian, avec une précision de 10 p. 100, compte tenu des incertitudes sur les coefficients d'absorption pour les noyaux légers, surtout au voisinage de la résonance géante. La correction due aux dimensions finies de la cible est tout à fait négligeable.

### 5° Cibles et absorbants.

Les cibles utilisées sont, si possible, sous forme métallique ; elles ont un diamètre de 50 mm. Dans le cas du silicium et du phosphore, nous avons utilisé de la poudre renfermée dans de petits récipients en polystyrène expansé (cipror) de 5 mm d'épaisseur. Les absorbants sont réalisés de la même manière. Dans tous les cas, la cible est placée perpendiculairement au faisceau incident, les épaisseurs variant de 0,15 à 6,3 g/cm<sup>2</sup>. Dans les distributions angulaires, nous avons tenu compte de l'absorption dans la cible des photons diffusés, qui varie suivant l'angle de diffusion.

### 6° Mouvement propre. Phénomènes parasites.

Le mouvement propre correspond à ce que l'on observe en l'absence de cible : rayonnement cosmique et mouvement propre lié au bétatron. Le mouvement propre cosmique est en général négligeable grâce à la porte électronique : le sélecteur n'enregistre en effet que pendant 1/364 du temps. Le mouvement propre dû au bétatron est considérablement atténué grâce au mur de protection, aux collimateurs, à l'enceinte vidée et au piège (fig. 1). Malgré ces précautions, il subsiste une faible activité au-dessous de 8 MeV, due probablement aux photons de capture

des photoneutrons créés dans les différentes protections. Nous en avons toujours tenu compte dans nos expériences.

Les phénomènes parasites proviennent de la cible elle-même : interactions électroniques (diffusion Rayleigh, diffusion Compton, création de paire, diffusion Delbrück), diffusion Thomson nucléaire, photons « résiduels » provenant des réactions  $(\gamma, n)$  ou  $(\gamma, p)$  et photons de capture de neutrons. Tous les processus électroniques ont lieu principalement vers l'avant ; nous nous sommes donc toujours placés le plus en arrière possible, à  $140^\circ$ . A cet angle, il ne reste que les photons Compton d'environ 300 keV et les photons d'annihilation de 510 keV, qui peuvent donner lieu à des empilements, § 1. Nous ne pouvons éliminer la diffusion Thomson dont nous avons été obligés de tenir compte. Au-dessus du seuil  $(\gamma, n)$  de la cible, les photons « résiduels » deviennent très importants ; il est très difficile, sauf dans certains cas particuliers (36) (61), de se rendre compte de leur contribution exacte. D'après les valeurs des seuils, on peut connaître l'énergie maximum de ces photons et, en faisant varier l'énergie du bétatron, estimer par comparaison les sections efficaces de ces processus. Les neutrons créés dans la cible peuvent être capturés dans le plomb entourant le détecteur ou dans le cristal lui-même, par réaction  $(n, n'\gamma)$  ou  $(n, \gamma)$ . On peut mettre ce phénomène en évidence en obturant le collimateur du détecteur avec du plomb, qui arrête les photons directs. Nous avons trouvé que ce phénomène était négligeable dans toutes nos expériences.

En résumé, nous sommes limités, à cause des empilements, à l'étude des photons diffusés d'énergie supérieure à 10 MeV si l'énergie du bétatron est supérieure au seuil  $(\gamma, n)$  de la cible et à 7 MeV si on prend soin de travailler en dessous de ce seuil. Au point de vue intensité, nous ne pouvons mettre en évidence, à cause des phénomènes parasites, que des résonances de section efficace intégrée  $\int \sigma_d(E) dE \geq 0,1 \text{ MeV mb}$ .

### CHAPITRE III

#### Niveaux individuels.

Nous avons d'abord étudié le niveau bien connu (18) (20) de 15,1 MeV de  $^{12}\text{C}$ , afin de vérifier notre appareillage, en particulier la chambre d'ionisation, et notre méthode expérimentale.

Nous avons ensuite cherché à exciter des niveaux du même type dans d'autres noyaux légers et nous avons pu mettre en évidence des résonances à 10,4 MeV dans Mg et à 11,2 MeV dans  $^{28}\text{Si}$ . Pour d'autres noyaux pair-pair,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ , nous n'avons observé aucune résonance, ce qui nous donne seulement pour limite supérieure de la section effi-

cace intégrée  $\int \sigma_d(E) dE \leq 0,1 \text{ MeV. mb.}$  Pour les noyaux impairs,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{27}\text{Al}$  et  $^{31}\text{P}$ , il est très difficile de mettre en évidence des résonances à cause des niveaux excités de basse énergie qui permettent un grand nombre de cascades de désexcitation et la diffusion inélastique devient alors très importante.

### 1° Méthode générale.

L'étude de la diffusion résonnante nous permet de déterminer les caractéristiques suivantes pour un niveau excité : énergie  $E_0$ , spin  $J$ , largeur radiative  $\Gamma_\gamma$ , largeur totale  $\Gamma$ .

a) **Énergie.** — En utilisant l'étalonnage en énergie du bétatron, nous pouvons déterminer avec précision l'énergie  $E_0$  du niveau excité. En première approximation, nous pouvons considérer que le nombre de photons d'énergie  $E$ , varie, au voisinage de l'extrémité du spectre de freinage, comme  $(\sqrt{E_m - E})/E$  (62). Le nombre de photons diffusés,  $N_d$ , variera donc comme  $(\sqrt{E_m - E_0})/E_0$ . Si on fait varier l'énergie maximum  $E_m$ , c'est-à-dire l'énergie du bétatron, nous aurons :

$$N_d^2 \sim (E_m - E_0) \quad (1)$$

et l'énergie du niveau excité sera déterminé par extrapolation linéaire pour  $N_d(E_m) = 0$ ,  $E_m = E_0$  (figs. 7 et 11).

b) **Spin.** — Le spin du niveau peut être déterminé par l'étude de la distribution angulaire des photons diffusés (chap. I<sup>er</sup>, § 2c). Les niveaux étudiés dans nos expériences appartiennent tous à des noyaux pair-pair, c'est-à-dire  $J_0 = 0$ . Pour la diffusion élastique,  $J_0 = J_1 = 0$ , pour la diffusion inélastique  $J_1 = 1$  ou 2. Nous avons rassemblé dans le tableau I les fonctions de corrélation angulaire (42) pour différentes valeurs de  $J$ .

TABLEAU I

| $J_0 \xrightarrow{L_0} J \xrightarrow{L_1} J_1$ | $W(\theta)$                             |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------------|
| $0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 0$         | $1 + \cos^2 \theta$                     |
| $0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 1$         | $1 - 1/3 \cos^2 \theta$                 |
| $0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 2$         | $1 + 1/13 \cos^2 \theta$                |
| $0 \xrightarrow{2} 2 \xrightarrow{2} 0$         | $1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta$ |
| $0 \xrightarrow{2} 2 \xrightarrow{1} 1$         | $1 - 1/3 \cos^2 \theta$                 |
| $0 \xrightarrow{2} 2 \xrightarrow{1} 2$         | $1 + 3/7 \cos^2 \theta$                 |

D'après la forme de la distribution angulaire, nous pouvons donc déterminer le spin du niveau en question.

Dans le cas où la résolution du détecteur permet de séparer les deux rayonnements  $\gamma$  correspondant à la désexcitation du niveau vers l'état fondamental et vers le premier état excité, la distribution angulaire sera en  $(1 + \cos^2 \theta)$  si  $J = 1$  et en  $(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta)$  si  $J = 2$ . Mais si la résolution du détecteur est insuffisante pour séparer ces deux rayonnements, nous aurons une superposition de deux distributions angulaires :

$$W(\theta) = \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\gamma}} W_0(\theta) + \frac{\Gamma_{\gamma_1}}{\Gamma_{\gamma}} W_1(\theta) \quad (2)$$

$\Gamma_{\gamma_0}$  et  $\Gamma_{\gamma_1}$  correspondant aux largeurs radiatives vers l'état fondamental et vers le premier état excité et  $\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma_0} + \Gamma_{\gamma_1}$ . Dans les noyaux pair-pair, le premier état excité a le spin  $J_1 = 2$  et la distribution angulaire sera, si  $J = 1$  :

$$W(\theta) = \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\gamma}} (1 + \cos^2 \theta) + \frac{\Gamma_{\gamma_1}}{\Gamma_{\gamma}} \left( 1 + \frac{1}{13} \cos^2 \theta \right) = 1 + a \cos^2 \theta \quad (3)$$

avec :

$$a = \frac{13 + \Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}}{13(1 + \Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0})}, \quad \text{soit} \quad \frac{\Gamma_{\gamma_1}}{\Gamma_{\gamma_0}} = \frac{1 - a}{a - 1/13} \quad (4)$$

si  $J = 2$  :

$$W(\theta) = \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\gamma}} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + \frac{\Gamma_{\gamma_1}}{\Gamma_{\gamma}} \left( 1 + \frac{3}{7} \cos^2 \theta \right) = 1 + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta \quad (5)$$

avec :

$$a_2 = -\frac{21 - 3\Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}}{7(1 + \Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0})} \quad \text{et} \quad a_4 = \frac{4}{1 + \Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}} \quad (6)$$

La distribution angulaire nous permettra donc de calculer  $\Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}$ , mais avec peu de précision, car  $\Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}$  varie rapidement avec  $a$ . Dans nos expériences, nous avons observé des distributions angulaires en  $(1 + a \cos^2 \theta)$ , le spin du niveau excité est donc  $J = 1$  (figs. 8 et 12).

c) **Largeurs.** — Le nombre de photons, diffusés sous l'angle  $\theta$ , par un élément de cible d'épaisseur  $dv$ , à la profondeur  $v$  g/cm<sup>2</sup>, après absorption résonnante par un niveau d'énergie  $E_0$ , est égal à :

$$dN = \frac{\Delta\Omega \cdot \varepsilon}{4\pi b(\theta)} N_c(E_m; E_0) \left[ \int_{\text{rés}} e^{-\left[ \sigma_e \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) + \alpha \sigma_a(E) \right] n v} \alpha n \sigma_a(E) dE \right] dv \quad (7)$$

avec  $\Delta\Omega$  : angle solide du détecteur vu du centre de la cible, à l'énergie  $E_0$ .

$\varepsilon$  : efficacité du détecteur à l'énergie  $E_0$ .

$b(\theta)$  : correction angulaire (chap. II, éq. 11).

$N_c(E_m; E_0)$  : nombre de photons d'énergie  $E_0$ , par MeV, incidents sur la cible (chap. II, éq. 2).

$\sigma_e$  : section efficace d'absorption électronique à l'énergie  $E_0$ .

$\alpha$  : abondance isotopique de l'isotope responsable de la résonance.

$\sigma_a(E)$  : section efficace d'absorption résonnante.

$n$  : nombre d'atomes par gramme de la cible.

$\sigma_d(E)$  : section efficace de diffusion résonnante.

Il y a absorption électronique pour les photons incidents et diffusés, mais l'absorption résonnante n'a lieu que pour les photons incidents, à cause de l'énergie de recul  $E_R = E_0^2/Mc^2$ . La section efficace d'absorption résonnante est (chap. I<sup>er</sup>, éq. 2) :

$$\sigma_a(E) = \sigma_a^0 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E - E_0)^2} \quad (8)$$

avec :

$$\sigma_a^0 = \sigma_a(E_0) = \frac{(2J + 1)}{2(2J_0 + 1)} 4\pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma}. \quad (9)$$

Pour un noyau pair-pair,  $J_0 = 0$  et nous avons vu que  $J = 1$  dans nos expériences, donc :

$$\sigma_a^0 = 6\pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma}. \quad (9')$$

La section efficace de diffusion résonnante est (chap. I<sup>er</sup>, éq. 3)

$$\sigma_d(E) = \sigma_a(E) \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}. \quad (10)$$

Si nous observons la diffusion élastique seule,  $\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma_0}$ , mais si nous ne pouvons séparer la diffusion élastique de la diffusion inélastique (premier niveau excité),  $\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma_0} + \Gamma_{\gamma_1}$ .

Nous avons négligé l'élargissement Doppler, dû à l'agitation thermique des atomes,  $\Delta = E_0(\sqrt{2kT/Mc^2})$ , car dans nos expériences  $\Delta \ll \Gamma$ . Si cette condition n'est pas vérifiée, la section efficace d'absorption devient (63) :

$$\sigma_a(E) = \sigma_a^0 \Psi(z, t) = \sigma_a^0 \frac{1}{2\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{(z-y)^2}{4t}}}{(1+y^2)} dy \quad (8')$$

avec  $z = 2(E - E_0)/\Gamma$  et  $t = \Delta^2/\Gamma^2$ , et les calculs sont bien plus compliqués. Mais la fonction  $\Psi(z, t)$  a été tabulée (64) et dans certains cas, si on néglige  $\sigma_e$  par exemple (20), on peut effectuer l'intégration numériquement. On peut aussi utiliser les tables et les courbes établies pour les expériences d'absorption de neutrons (65) (66) (67).

Le nombre total de photons diffusés par une cible d'épaisseur  $X$  g/cm<sup>2</sup>,

obtenu en intégrant la surface de la résonance observée (chap. II, § 4b), sera donc :

$$N(X) = \frac{\Delta\Omega \cdot \varepsilon}{4\pi \cdot b(\theta)} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} N_c(E_m; E_0) \int_0^x \int_{\text{rés}} e^{-\left[\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) + \alpha \sigma_a(E)\right] n \nu} \alpha n \sigma_a(E) dE d\nu \quad (11)$$

Posons :

$$A(X) = \frac{N(X)}{N_c(E_m; E_0)} \frac{4\pi \cdot b(\theta)}{\Delta\Omega \cdot \varepsilon} (\text{MeV}) \quad \text{et} \quad \sigma_a(E) = \sigma_a^0 \frac{1}{1 + z^2} \quad (12)$$

avec  $z = 2(E - E_0)/\Gamma$ . Nous obtenons alors :

$$A(X) = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \int_0^x e^{-\left[\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)\right] n \nu} d\nu \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha \frac{\sigma_a^0}{1+z^2} n \nu} \frac{\alpha n \sigma_a^0}{1+z^2} \frac{\Gamma}{2} dz \quad (13)$$

et en intégrant sur  $z$  :

$$A(X) = \pi \Gamma_\gamma \int_0^x e^{-\left[\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) + \frac{\alpha \sigma_a^0}{2}\right] n \nu} \frac{\alpha n \sigma_a^0}{2} I_0\left(\frac{\alpha n \sigma_a^0}{2}\right) d\nu \quad (14)$$

avec  $I_0$  : fonction de Bessel d'ordre zéro à argument imaginaire.

Posons :

$$u = \left[\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) + \frac{\alpha \sigma_a^0}{2}\right] n \nu \quad \text{et} \quad k = \frac{\alpha \sigma_a^0}{\alpha \sigma_a^0 + 2\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)}. \quad (15)$$

Nous obtenons :

$$A(X) = \pi \Gamma_\gamma k \int_0^x e^{-u} I_0(ku) du \quad (16)$$

avec  $x = \alpha \sigma_a^0 n X / 2k = (nX/2)(\sigma_a^0 + 2\sigma_e(1 + 1/\cos \theta))$ .

La fonction,  $I_c(k, x) = \int_0^x e^{-u} I_0(ku) du$ , a été tabulée partiellement par S. O. Rice (68). Nous avons repris ces calculs pour  $0 \leq k \leq 1$  et  $0 \leq x \leq 20$  à l'aide de l'ordinateur I. B. M. 650 du centre d'Orsay.

Nous avons donc finalement :

$$A(X) = \pi \Gamma_\gamma k I_c(k, x). \quad (17)$$

Si la cible est mince,  $I_c(k, x) = x$ , si  $x$  petit :

$$A(X) = \pi \Gamma_\gamma k \frac{\alpha \sigma_a^0 n X}{2k} = \frac{\pi \Gamma_\gamma \sigma_a^0}{2} \alpha n X. \quad (18')$$

On retrouve le résultat classique, pour la section efficace intégrée :

$$\int \sigma_a(E) dE = \pi \sigma_a^0 \Gamma_\gamma / 2.$$

Si la cible est épaisse,  $I_e(k, x) = 1/(\sqrt{1-k^2})$ , si  $x$  grand :

$$A(X) = \frac{\pi \Gamma_Y \sigma_a^0}{2} \frac{\alpha}{\sqrt{\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) \left[\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) + \alpha \sigma_a^0\right]}}. \quad (19)$$

Deux cas particuliers peuvent se présenter pour  $X$  quelconque :  
 $k \neq 0$ , c'est-à-dire  $\sigma_e \gg \sigma_a^0$ .

$$A(X) = \frac{\pi \Gamma_Y \sigma_a^0}{2} \frac{\alpha}{\sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)} \left[1 - e^{-n X \sigma_e \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)}\right]. \quad (20)$$

et  $k \neq 1$ , c'est-à-dire  $\sigma_e \ll \sigma_a^0$  :

$$A(X) = \frac{\pi \Gamma_Y \sigma_a^0}{2} \alpha n X e^{-\alpha \sigma_a^0 n X} \left[I_0\left(\frac{\alpha \sigma_a^0 n X}{2}\right) + I_1\left(\frac{\alpha \sigma_a^0 n X}{2}\right)\right]. \quad (21)$$

Dans ces relations, nous voyons que le nombre de photons diffusés dépend de deux caractéristiques du niveau,  $\Gamma_Y$  et  $\sigma_a^0$ .

En faisant des mesures pour différentes épaisseurs de cible, nous pouvons obtenir le rapport :

$$I(k) = \frac{A(X)}{A(X_1)} = \frac{I_e(k, x)}{I_e(k, x_1)} \quad (22)$$

qui ne dépend plus que de  $k$ , donc de  $\sigma_a^0$ .

Une autre méthode consiste à placer avant la cible des absorbants de même nature, de différentes épaisseurs : c'est la méthode d'« auto-absorption ». Le nombre de photons diffusés par une cible d'épaisseur  $X$  g/cm<sup>2</sup> après un absorbant d'épaisseur  $Y$  g/cm<sup>2</sup> est donné par :

$$A(X; Y) = \pi \Gamma_Y k e^{\frac{1-k}{1+\cos \theta} Y} [I_e(k, x+y) - I_e(k, y)] \quad (23)$$

avec  $y = \alpha \sigma_a^0 n Y / 2k = (n Y / 2)(\sigma_a^0 + 2\sigma_e(1 + 1/\cos \theta))$ . Nous pouvons alors obtenir le rapport :

$$F(k) = \frac{A(X; Y)}{A(X)} = e^{\frac{(1-k)}{(1+\cos \theta)} Y} \frac{[I_e(k, x+y) - I_e(k, y)]}{I_e(k, x)} \quad (24)$$

qui ne dépend plus que de  $k$ , donc de  $\sigma_a^0$ , (figs. 9 et 13). Connaissant  $\sigma_a^0$ , nous obtiendrons (éq. 4, 9 et 17).

$$\Gamma_Y = \frac{A(X)}{\pi k I_e(k, x)} \quad \text{et} \quad \Gamma = \frac{\sigma_a^0}{6\pi k_0^2 \Gamma_{Y_0}} \quad \text{avec} \quad \frac{\Gamma_{Y_1}}{\Gamma_{Y_0}} = \frac{1-a}{a-1/13}.$$

## 2° Résultats expérimentaux.

a) **Carbone.** — Un niveau de 15,1 MeV a été mis en évidence dans  $^{12}\text{C}$  par différents auteurs (18) (20). Il a été étudié en détails par diffusion et absorption résonnante par E. L. Garwin (20). Pour vérifier notre appareillage, nous avons repris brièvement cette étude. Le spectre obtenu avec une cible de graphite de 6,26 g/cm<sup>2</sup> et un faisceau d'énergie maximum 19 MeV est représenté figure 5. L'énergie (69), le spin (70) et la parité (71) de ce niveau sont bien connus :

$$E_0 = 15,115 \pm 0,06 \text{ MeV} \quad J\pi = 1^+.$$

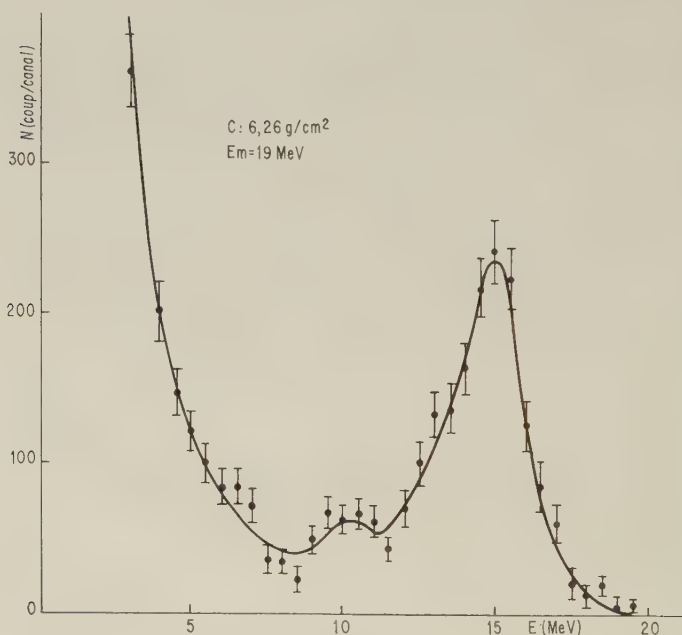


FIG. 5. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de carbone.

Nous avons effectué des mesures d'auto-absorption avec différentes épaisseurs d'absorbant ; en utilisant la valeur de  $\Delta/\Gamma = 0,62 \pm 0,1$  donnée par Garwin, nous obtenons  $k = 0,95 \pm 0,01$ , c'est-à-dire :

$$\sigma_a^0 = 29 \pm 4 \text{ barns} \quad \text{donc} \quad \Gamma_{\gamma_0}/\Gamma = 0,90 \pm 0,12$$

compte tenu de la section efficace d'absorption électronique pour le carbone (60),  $\sigma_e(15,1) = 0,337 \text{ barn}$ .

Connaissant  $\sigma_d^0$ , nous obtenons :

$$\Gamma_{\gamma_0} = 54 \pm 6 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Gamma = 60 \pm 8 \text{ eV}.$$

D'après les spectres obtenus, nous avons déterminé  $\Gamma_{\gamma_1} = 6,5 \pm 3 \text{ eV}$ .

La section efficace intégrée est  $\int \sigma_d(E) dE = 2,45 \pm 0,5 \text{ MeV.mb}$ .

Nos résultats sont tout à fait en accord avec ceux des autres auteurs (18) (20), c'est une confirmation indirecte de l'étalonnage de notre chambre d'ionisation, qui peut donc être utilisée comme moniteur absolu. C'est aussi une vérification de notre méthode expérimentale, en particulier du calcul de l'efficacité et de l'angle solide du détecteur.

**b) Magnésium.** — Le spectre obtenu avec une cible de magnésium naturel de  $1,78 \text{ g/cm}^2$  et un faisceau d'énergie maximum  $15 \text{ MeV}$  est représenté figure 6. La résonance observée est trop large pour s'expliquer par la présence d'un seul rayonnement  $\gamma$ . En supposant qu'il n'y a qu'un seul niveau excité, en accord avec notre mesure de seuil, nous concluons donc à la présence d'une composante supplémentaire due à la diffusion inélastique vers le premier niveau excité. En faisant varier l'énergie maximum du béatatron, nous avons pu déterminer avec précision l'énergie du niveau excité (fig. 7) :

$$E_0 = 10,42 \pm 0,07 \text{ MeV}.$$

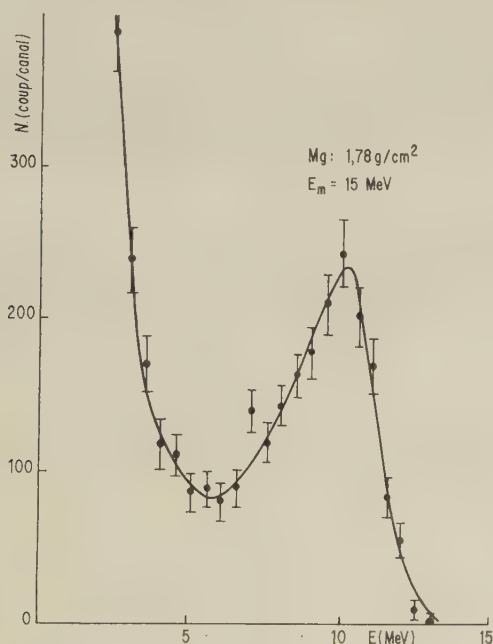


Fig. 6. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de magnésium.

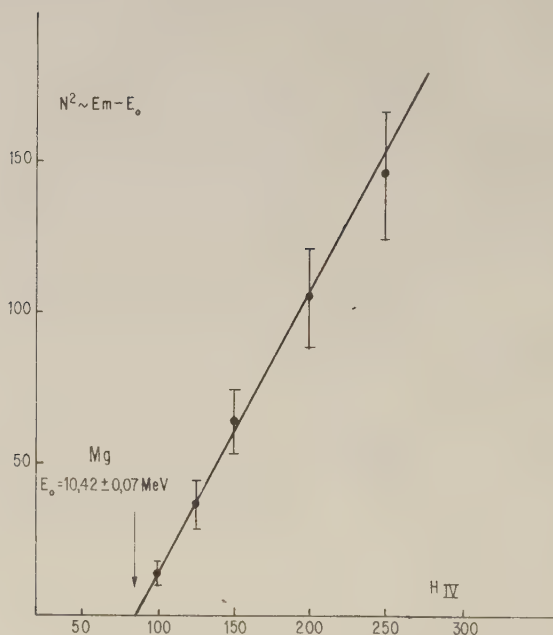


Fig. 7. — Détermination de l'énergie du niveau excité du magnésium

Nous avons étudié la distribution angulaire des photons diffusés sous un angle  $\theta$  compris entre  $40^\circ$  et  $140^\circ$  par rapport au faisceau incident. Cette distribution (fig. 8) présente un caractère dipolaire prédominant, d'où  $J = 1$  et :

$$a = 0,59 \pm 0,07, \quad \text{donc} \quad \Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0} = 0,80 \pm 0,20$$

car nous ne pouvons séparer les rayonnements de 10,4 MeV vers l'état fondamental et de 9,0 MeV vers le premier état excité. Nous avons déterminé, par des mesures d'auto-absorption (fig. 9),  $k = 0,62 \pm 0,05$ , c'est-à-dire :

$$\sigma_a^0 = 9,1 \pm 1 \text{ barn}, \quad \text{donc} \quad \Gamma_{\gamma_0}/\Gamma = 0,140 \pm 0,015$$

compte tenu de la section efficace d'absorption électronique pour le magnésium.  $\sigma_e(10,4) = 0,936$  barn. Des mesures effectuées avec des cibles d'épaisseurs différentes nous ont permis de confirmer notre valeur de  $\sigma_a^0$  :

Connaissant  $\sigma_a^0$ , nous obtenons  $\Gamma_\gamma = \Gamma_{\gamma_0} + \Gamma_{\gamma_1} = 246 \pm 30 \text{ eV}$ .

Donc, en tenant compte des résultats précédents :

$$\Gamma_{\gamma_0} = 137 \pm 40 \text{ eV}, \quad \Gamma_{\gamma_1} = 109 \pm 30 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Gamma = 980 \pm 280 \text{ eV}.$$

La section efficace intégrée est alors  $\int \sigma_d(E) dE = 3,52 \pm 0,6 \text{ MeV.mb}$ .

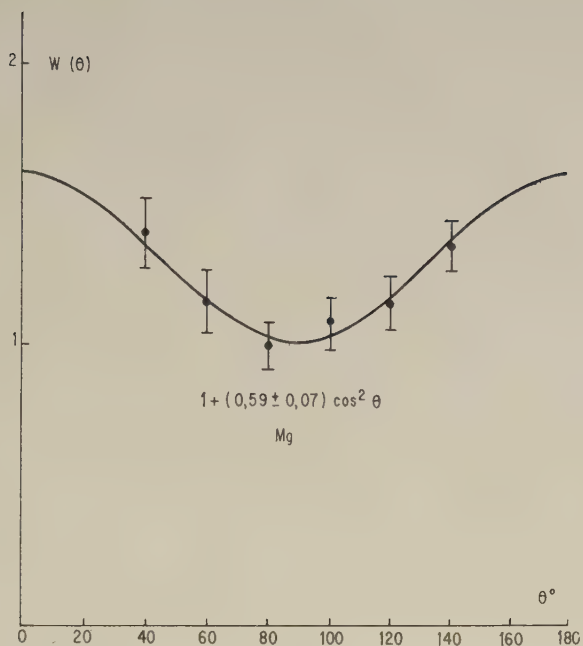


Fig. 8. — Distribution angulaire des photons diffusés par le magnésium (10,4 MeV).

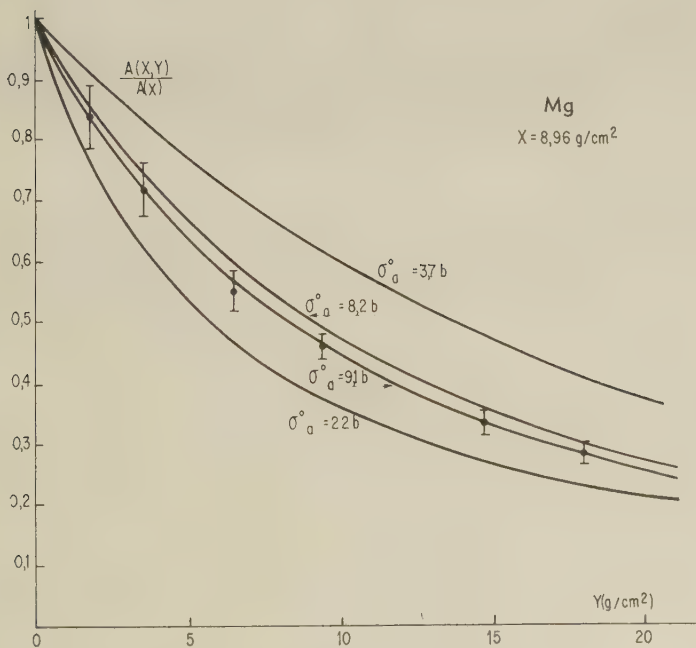


Fig. 9. — Courbe d'auto-absorption pour le magnésium (10,4 MeV).

Les épaisseurs de cible nécessaires nous interdisant l'emploi d'isotopes séparés, nous ne pouvons préciser expérimentalement l'isotope responsable de cette résonance ; il n'est donc pas totalement exclu que le niveau appartienne à  $^{26}\text{Mg}$ , ce qui conduirait aux valeurs suivantes :

$$\sigma_a^0 = 63 \pm 7 \text{ barns.}$$

$$\Gamma_{\gamma_0} = 137 \pm 40 \text{ eV, } \Gamma_{\gamma_1} = 109 \pm 30 \text{ eV et } \Gamma = 145 \pm 40 \text{ eV.}$$

Nos résultats diffèrent de ceux de R. A. Tobin (23) pour les largeurs trouvées : cela provient de son hypothèse  $\Gamma_{\gamma}/\Gamma = 1$ , qui n'est pas confirmée par nos expériences. D'autre part, ses résultats sont obtenus par comparaison avec Al et non directement, ce qui l'empêche d'effectuer la distribution angulaire et nuit à la précision en valeur absolue. F. D. Seward (25) suggère la présence de deux ou plusieurs niveaux voisins : dans ce cas, on ne peut mesurer dans notre expérience que la valeur moyenne sur plusieurs niveaux de  $\Gamma_{\gamma}$  et  $\Gamma$ , et une autre mesure est nécessaire pour obtenir l'espacement moyen des niveaux (72). Un travail en cours actuellement a permis de mettre en évidence deux niveaux de 10,7 et 9,5 MeV, ce dernier ayant une section efficace intégrée  $\leq 25$  p. 100 de la section efficace totale. Tout récemment P. Axel et al. (96) ont mis en évidence deux niveaux de 9,9 et 10,8 MeV dans le magnésium.

c) **Silicium.** — Le spectre obtenu avec une cible de silicium naturel de 0,67 g/cm<sup>2</sup> et un faisceau d'énergie maximum 16 MeV est représenté figure 10. La résonance observée est encore trop large et nous concluons à la présence d'une composante supplémentaire due à la diffusion inélastique. Les mêmes études que sur le magnésium ont donné les résultats suivants (figs. 11, 12 et 13) :

$$\text{Energie } E_0 = 11,20 \pm 0,07 \text{ MeV.}$$

Spin  $J = 1$  et  $\alpha = 0,60 \pm 0,06$ , donc  $\Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0} = 0,77 \pm 0,2$ ,  $k = 0,78 \pm 0,07$ , c'est-à-dire compte tenu de la section efficace d'absorption électronique du silicium,  $\sigma_e(11,2) = 1,13$  barn :

$$\sigma_a^0 = 19,7 \pm 2,5 \text{ barns, donc } \Gamma_{\gamma_0}/\Gamma = 0,34 \pm 0,04.$$

Dans les mesures d'auto-absorption, nous avons tenu compte du silicium, environ 0,9 g/cm<sup>2</sup>, contenu dans le verre de l'ampoule d'accélération (doughnut), dont les caractéristiques nous ont été fournies par la Société Brown-Boveri.

Finalement nous obtenons  $\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma_0} + \Gamma_{\gamma_1} = 201 \pm 20 \text{ eV}$ .

$$\Gamma_{\gamma_0} = 114 \pm 30 \text{ eV, } \Gamma_{\gamma_1} = 87 \pm 25 \text{ eV et } \Gamma = 370 \pm 110 \text{ eV.}$$

La section efficace intégrée est  $\int \sigma_d(E) dE = 6,22 \pm 1 \text{ MeV.mb}$ . Dans ce cas, le niveau appartient certainement à  $^{28}\text{Si}$ .

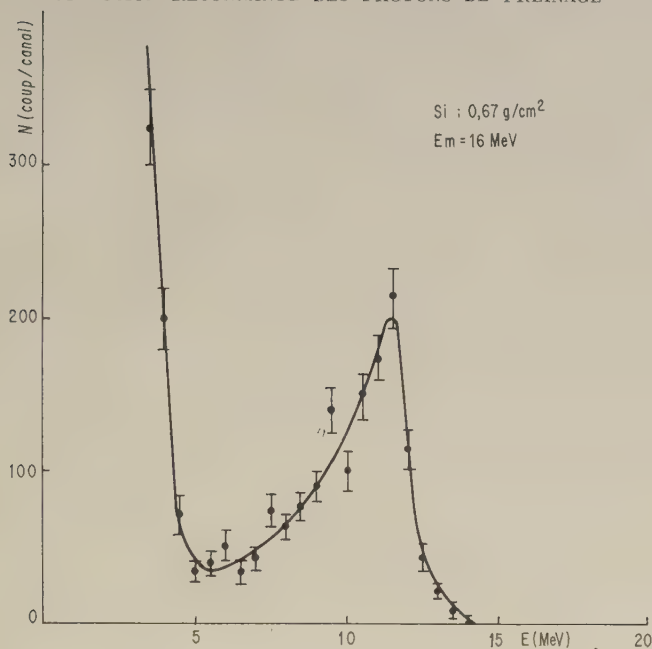


Fig. 10. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de silicium.

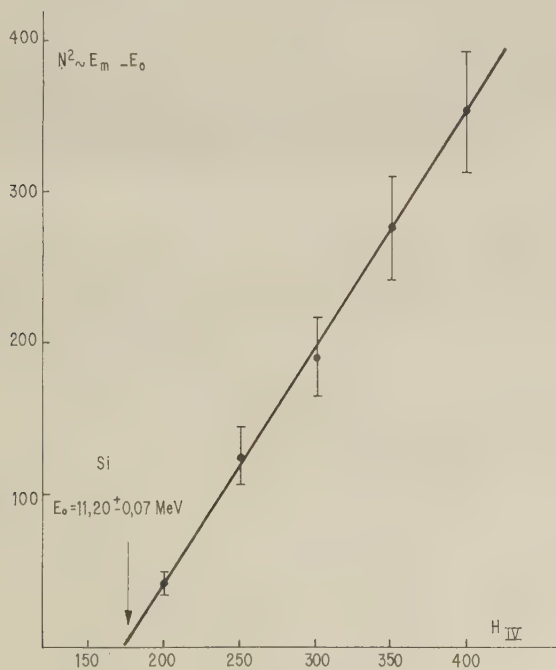


Fig. 11. — Détermination de l'énergie du niveau excité du silicium.

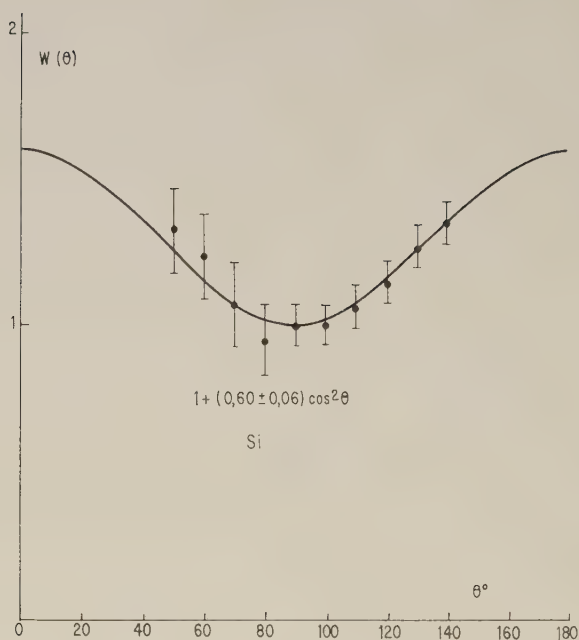


Fig. 12. — Distribution angulaire des photons diffusés par le silicium (11,2 MeV).

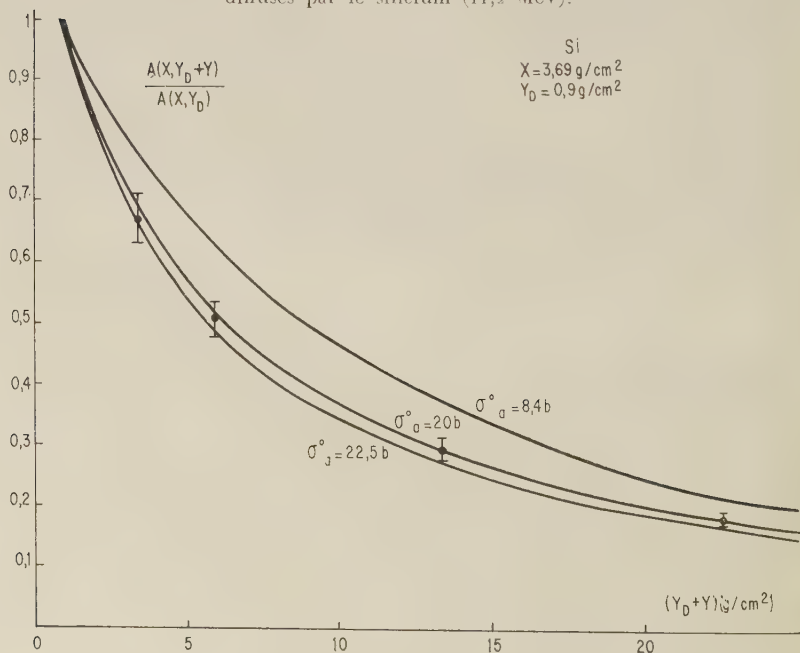


Fig. 13. — Courbe d'auto-absorption pour le silicium (11,2 MeV).

Comme pour le magnésium, nos résultats diffèrent notablement de ceux de Tobin (23), toujours pour les mêmes raisons. Mais ils sont en accord avec ceux de W. C. Barber et al. (73) qui ont étudié ce niveau par diffusion inélastique des électrons. Seward (25) trouve un rapport  $\Gamma_{\gamma_1}/\Gamma_{\gamma_0}$  différent du nôtre, mais il n'a pas effectué de distribution angulaire ni de mesures d'auto-absorption.

### 3° Discussion.

Nous pouvons comparer nos valeurs de  $\Gamma_{\gamma}$  aux largeurs théoriques de V. F. Weisskopf, calculées à partir du modèle à particule indépendante.

Pour  $^{12}\text{C}$ , nous trouvons (chap. I<sup>er</sup>, § 2b),  $|M(M_1)|^2 = 0,75$ , ce qui confirme le caractère magnétique de la transition : la parité est donc +, en accord avec l'asymétrie azimuthale observée par ailleurs avec des photons polarisés (71). La règle de sélection de spin isobarique de G. Morpurgo (74),  $T = 1$  pour les noyaux légers auto-conjugués (c'est-à-dire  $N = Z = A/2$ ), indique que ce niveau a le spin isobarique  $T = 1$ , en accord avec l'interdiction  $\alpha$  observée (75).

Pour Mg, nous obtenons  $|M(M_1)|^2 = 5,7$  et  $|M(E_1)|^2 = 0,12$ , et nous ne pouvons conclure définitivement sur le caractère de la transition. Une mesure à l'aide de photons polarisés pourrait lever l'incertitude. Par analogie avec  $^{12}\text{C}$ , il s'agit très probablement d'une transition  $M_1$ . Un niveau de 10,46 Mev a d'ailleurs été signalé dans  $^{24}\text{Mg}$  (76), de spin et parité  $J = 1^+$ . La règle de sélection de spin isobarique s'applique aussi pour  $^{24}\text{Mg}$ , ce qui indique  $T = 1$  pour ce niveau. La largeur trouvée semble anormalement grande, même si on suppose que le niveau peut se désexciter par d'autres cascades passant par des niveaux intermédiaires. L'émission  $\alpha$  vers le niveau fondamental  $0^+$  de  $^{20}\text{Ne}$  est interdite par la loi de conservation du moment angulaire et de la parité. De toute façon, la largeur  $\alpha$  serait très petite à cause de la barrière coulombienne. Si, comme nous l'avons remarqué plus haut, il s'agit de deux niveaux voisins, les largeurs trouvées seront plus petites.

Pour  $^{28}\text{Si}$ , nous obtenons  $|M(M_1)|^2 = 3,9$  et  $|M(E_1)|^2 = 0,08$ , et nous ne pouvons pas conclure non plus définitivement sur le caractère de la transition. Une mesure de polarisation serait nécessaire, mais toujours par analogie avec  $^{12}\text{C}$ , il s'agit très probablement d'une transition  $M_1$ . Des mesures récentes (73), par diffusion inélastique des électrons, confirment cette hypothèse. Le spin isobarique serait encore ici  $T = 1$ . La largeur  $\Gamma$  est en accord avec les largeurs  $\Gamma_{\gamma}$ , car l'émission  $\alpha$  est interdite, comme pour le magnésium.

En conclusion, mis à part une incertitude possible pour le magnésium, ces trois niveaux ont des propriétés tout à fait équivalentes, résumées dans le tableau II.

TABLEAU II

| Noyau            | $E_0$ MeV        | $J^\pi$ | T | $\sigma_a^0$ barn                | $\Gamma_{\gamma_0}$ eV | $\Gamma_{\gamma_1}$ eV | $\Gamma_e$ eV                      | $\int \sigma dE$ MeV-mb |
|------------------|------------------|---------|---|----------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $^{12}\text{C}$  | 15,11            | $1^+$   | 1 | $29 \pm 4$                       | $54 \pm 6$             | $6,5 \pm 3$            | $60 \pm 8$                         | $2,45 \pm 0,50$         |
|                  |                  |         |   | $9,1 \pm 1$ ( $^{24}\text{Mg}$ ) |                        |                        | $980 \pm 230$ ( $^{24}\text{Mg}$ ) |                         |
| $\text{Mg}$      | $10,42 \pm 0,07$ | 1       | 1 |                                  | $137 \pm 40$           | $109 \pm 30$           |                                    | $3,52 \pm 0,60$         |
|                  |                  |         |   | $63 \pm 7$ ( $^{26}\text{Mg}$ )  |                        |                        | $145 \pm 40$ ( $^{26}\text{Mg}$ )  |                         |
| $^{28}\text{Si}$ | $11,20 \pm 0,07$ | 1       | 1 | $19,7 \pm 2,5$                   | $114 \pm 30$           | $87 \pm 30$            | $370 \pm 100$                      | $6,22 \pm 1$            |

## CHAPITRE IV

## Résonance géante.

Nous avons d'abord cherché à observer la résonance géante dans le carbone, déjà étudiée par ailleurs (36). Nous avons pu ensuite étudier d'autres éléments légers, Mg,  $^{27}\text{Al}$ , Si,  $^{31}\text{P}$  et Ca et quelques noyaux lourds,  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$ .

Nous avons comparé les sections efficaces obtenues aux sections efficaces de diffusion élastique prévues par la relation de dispersion. Nous avons aussi étudié la distribution angulaire des photons diffusés dans la région de la résonance géante, pour les noyaux  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{31}\text{P}$ , Ca,  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Dans tous les cas étudiés, nous avons pu observer directement la résonance géante dans le spectre d'impulsions expérimental délivré par le détecteur. Les largeurs  $\Gamma$ , différentes pour un noyau sphérique et pour un noyau déformé, apparaissent clairement dans ces spectres.

1<sup>o</sup> Méthode générale.

a) **Section efficace.** — Au chapitre précédent, nous étudions des résonances correspondant à des niveaux « discrets » de largeur bien inférieure au pouvoir de résolution de notre détecteur : la largeur observée correspondait donc à la résolution de notre système de détection, 16 p. 100 à 15 MeV, et il nous suffisait d'intégrer la surface de la réso-

nance (chap. II, § 4b), pour connaître le nombre de photons diffusés à cette énergie.

Mais pour l'étude de la résonance géante, les largeurs  $\Gamma$  correspondantes sont de l'ordre de quelques mégaélectron-volts et deviennent alors du même ordre de grandeur que notre pouvoir de résolution. Pour obtenir la courbe de section efficace en fonction de l'énergie, il faut tenir compte de la forme de la courbe de réponse (courbe de résolution (fig. 4)) du détecteur et de la forme du spectre de freinage. Nous avons donc utilisé une méthode analogue à celle de A. S. Penfold et E. L. Garwin (36) : elle consiste à effectuer une correction partielle pour la courbe de résolution du détecteur, de manière à obtenir une nouvelle réponse qui ne s'étende plus vers les basses énergies et dont la résolution est 10 p. 100 au lieu de 16 p. 100 pour la courbe non corrigée.

La courbe de réponse du détecteur,  $G(y)$ , obtenue avec les photons de 15,1 MeV de  $^{12}\text{C}$ , est représentée figure 4. Comme Penfold et Garwin (36), nous supposons qu'elle est à peu près indépendante de l'énergie  $E$ , entre 12 et 30 MeV, en accord avec des mesures récentes de J. Miller, C. Schuhl et C. Tzara (97). Soit  $S(E; V)$ , la probabilité pour qu'un photon d'énergie  $E$ , interagissant avec le détecteur, donne une impulsion d'amplitude  $V$ , par unité d'amplitude ; en normalisant, nous obtenons  $\int S(E; V) dV = 1$ . Posons  $y = V/V_E$ , où  $V_E$  est égal à  $V$  au maximum de la courbe de réponse,  $y = 1$ . Nous aurons  $G(y) = S(E; V)V_E$  et la relation entre  $V_E$  et  $E$  est évidemment linéaire :  $V_E E_m = V_{E_m} E$ , si  $E_m$  est l'énergie maximum du spectre de freinage.

En tenant compte uniquement de la diffusion élastique, le nombre d'impulsions d'amplitude  $V$ , par unité d'amplitude, dans un spectre provenant d'une irradiation à l'énergie maximum  $E_m$ , est :

$$N(E_m; V) = \int_0^{E_m} N_c(E_m; E) nx \Delta\Omega(E) \varepsilon(E) \frac{d\sigma}{d\Omega}(E) S(E; V) dE \quad (1)$$

avec  $N_c(E_m; E)$  : nombre de photons d'énergie  $E$ , par MeV, dans un spectre d'énergie maximum  $E_m$ , incidents sur la cible (chap. II, éq. 2).

$nx$  : nombre d'atomes par centimètre carré de la cible.

$\Delta\Omega(E)$  : angle solide du détecteur vu du centre de la cible, à l'énergie  $E$ .

$\varepsilon(E)$  : efficacité du détecteur à l'énergie  $E$ .

$d\sigma/d\Omega(E)$  : section efficace différentielle de diffusion élastique ( $\gamma, \gamma$ ),  $\theta = 140^\circ$ .

Posons :

$$A(E) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E) \frac{Q(E_m)}{F(E_m)} nx \Delta\Omega(E) \varepsilon(E) f_c(E) \quad \text{et} \quad y = \frac{VE_m}{EV_{E_m}} \quad (2)$$

Nous obtenons alors :

$$N(E_m; V) = \frac{1}{V} \int_0^\infty \Phi\left(E_m; \frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) A\left(\frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) G(y) dy. \quad (3)$$

Cherchons une solution pour  $A(E)$ , sous forme d'une combinaison linéaire des  $N(E_m; V)$  :

$$A(E) = \frac{\sum_i B_i N(E_m; b_i V)}{\frac{1}{V} \int_0^\infty \Phi\left(E_m; \frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) \sum_i B_i G(b_i y) dy} \quad (4)$$

où  $E$ , barycentre de la fonction, est défini par :

$$A(E) \left\{ \begin{aligned} & \int_0^\infty \Phi\left(E_m; \frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) \sum_i B_i G(b_i y) dy \\ & = \int_0^\infty \Phi\left(E_m; \frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) A\left(\frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) \sum_i B_i G(b_i y) dy \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Les solutions satisfaisantes seront celles qui rendent le dénominateur de l'équation 4 différent de zéro seulement sur une faible bande de  $y$  et si  $A(E)$  varie peu sur cette bande. La forme de  $G(y)$  et la faible statistique des résultats nous permet de ne prendre que deux termes pour cette combinaison linéaire : en cherchant la forme optimum pour la courbe de résolution corrigée,  $T(y)$ , nous trouvons :

$$\left. \begin{aligned} \sum_i B_i G(b_i y) &= T(y) = G(y) - 0,56 G(1,12 y) \\ \text{et :} \quad \sum_i B_i N(E_m; b_i V) &= N(E_m; V) - 0,56 N(E_m; 1,12 V) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

c'est-à-dire :

$$A(E) = \frac{N(E_m; V) - 0,56 N(E_m; 1,12 V)}{\frac{1}{V} \int_{0,88}^{1,07} \Phi\left(E_m; \frac{VE_m}{yV_{E_m}}\right) T(y) dy} \quad (7)$$

En remarquant que  $\int_{0,88}^{1,07} T(y) dy = 0,37$ , nous obtenons finalement :

$$A(E) = \frac{N(E_m; V) - 0,56 N(E_m; 1,12 V)}{0,37 \frac{\Phi(E_m; E^+)}{V}} \quad (8)$$

où  $E^+$  est le barycentre de la fonction  $T(y)$  et en supposant que  $\Phi(E_m; E^+)$  varie peu sur la bande de  $y$  considérée. Pratiquement,  $E = E^+$

pour  $E \leq 0,85E_m$ . Au voisinage de l'extrémité du spectre, où  $\Phi(F_m; E^+)$  varie rapidement avec  $E^+$ , nous avons calculé graphiquement le décalage entre  $E$  et  $E^+$ , qui est de 3 p. 100 au maximum. De toute façon, à ces énergies, la statistique devient insuffisante et nous nous sommes limités à  $E \leq 0,90E_m$ .

Si nous tenons compte de la diffusion inélastique, pour laquelle le noyau est laissé dans un état excité, nous pouvons définir de la même façon :

$$A(E; E') = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E; E') \frac{Q(E_m)}{F(E_m)} n x \Delta\Omega(E') \varepsilon(E') f_c(E) \quad (9)$$

avec  $d\sigma/d\Omega(E; E')$  : section efficace différentielle de diffusion inélastique ( $\gamma, \gamma'$ ),  $\theta = 140^\circ$ .

La quantité mesurée sera alors :

$$A(E) = A_{el}(E) + \frac{E}{\Phi(E_m; E)} \int_0^{E_m} \frac{\Phi(E_m; E')}{E'} A(E'; E) dE'. \quad (10)$$

Nous pouvons nous rendre compte de la contribution de la diffusion inélastique en étudiant  $A(E)$  en fonction de  $E_m$ . Remarquons enfin que nos mesures de  $A(E)$ , c'est-à-dire  $d\sigma/d\Omega(E)$ , sont toujours des valeurs moyennes sur une bande d'énergie  $\Delta E$ , correspondant à notre résolution corrigée,  $\Delta E/E = 10$  p. 100 : ceci veut dire que nous mesurons toujours, en plus de la diffusion élastique à l'énergie  $E$ , la diffusion inélastique correspondant à l'excitation de niveaux compris dans une bande d'énergie  $\Delta E$ , telle que  $\Delta E/E = 10$  p. 100.

**b) Distribution angulaire.** — La résonance géante, provenant de l'excitation dipolaire électrique des noyaux, nous devons nous attendre, dans le cas de la polarisation scalaire, à des distributions angulaires de la forme (chap. I<sup>er</sup>, éq. 19) :

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta \quad \text{avec} \quad a = 1. \quad (11)$$

Comme notre taux de comptage était faible, nous n'avons pu mesurer que la moyenne de  $a$  sur une bande d'énergie assez large ( $\sim 10$  MeV) ; pour ne pas introduire d'erreur supplémentaire, nous avons utilisé les spectres expérimentaux directs, sans passer par les courbes de section efficace, en vérifiant que cela ne changeait pas les résultats obtenus.

## 2° Résultats expérimentaux.

Dans tous les noyaux étudiés, nous avons pu mettre en évidence la résonance géante dans les spectres d'impulsions bruts fournis par le sélecteur d'amplitude. Les figures 14 et 15 représentent les spectres

obtenus avec des cibles d'aluminium et de calcium de quelques grammes par centimètre carré et un faisceau d'énergie maximum  $E_m = 32$  MeV. Des spectres analogues ont été relevés pour  $E_m = 27$  MeV et  $E_m = 22$  MeV. Nous avons aussi observé sans difficultés la résonance géante dans les noyaux lourds. Les spectres obtenus avec des cibles de tantale et de bismuth d'environ  $1 \text{ g/cm}^2$  et un faisceau d'énergie maximum  $E_m = 22$  MeV sont représentés figures 16 et 17. Sur ces spectres bruts, on peut noter les différences de largeur des résonances entre des noyaux sphériques ou peu déformés comme Ca et  $^{209}\text{Bi}$  et des noyaux déformés comme  $^{27}\text{Al}$  et  $^{181}\text{Ta}$  : ces derniers présentent des résonances beaucoup plus larges, en accord avec les observations antérieures sur les réactions  $(\gamma, n)$  (77) (78). Notre méthode nous permet donc une étude très directe de la résonance géante.

Les courbes donnant la section efficace différentielle de diffusion, à  $140^\circ$ , en fonction de l'énergie, obtenues par la méthode décrite précédemment, sont représentées figures 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24 et 25. Sur ces figures, nous avons porté les résultats de E. G. Fuller et E. Hayward (10) (34) (F-H),  $\Delta E/E = 10 \text{ p. } 100$ , A. S. Penfold et E. L. Garwin (36) (P-G),  $\Delta E/E \sim 10 \text{ p. } 100$ , M. B. Stearns (79) (S),  $E = 17,6$  MeV et ceux de J. Miller, C. Schuhl et C. Tzara (80) (M-S-T),  $\Delta E \sim 0,5$  MeV.

L'accord général est assez bon pour les noyaux légers, compte tenu des erreurs statistiques assez importantes, 10 à 15 p. 100 de part et d'autre. Nos mesures effectuées pour différentes valeurs de  $E_m$  ne nous ont pas permis de mettre en évidence la diffusion inélastique, qui semble peu importante : elle est égale au maximum à notre précision statistique, c'est-à-dire inférieure à 15 p. 100 de la diffusion élastique.

Pour les noyaux lourds, nos résultats sont systématiquement supérieurs à ceux des autres équipes : ceci peut provenir d'une contribution notable de la diffusion inélastique, mais les incertitudes en valeur absolue peuvent atteindre 20 p. 100 de part et d'autre.

Nous avons porté au bas de ces figures, à gauche, la section efficace différentielle de diffusion Thomson nucléaire (chap. 1<sup>er</sup>, éq. 17) et à droite la section efficace différentielle de diffusion cohérente par Z protons libres (chap. 1<sup>er</sup>, éq. 18).

Nous avons étudié la distribution angulaire des photons diffusés sous un angle variant de  $90^\circ$  à  $140^\circ$  par rapport au faisceau incident pour  $^{31}\text{P}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$  ; pour  $^{27}\text{Al}$  et Ca, l'angle de diffusion variait de  $60^\circ$  à  $140^\circ$ , car nous étions moins gênés par les empilements pour les angles avant. Afin de pouvoir mieux comparer  $^{27}\text{Al}$  et Ca, d'une part, et  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$ , d'autre part, nous avons pris les mêmes bandes d'énergie pour ces deux couples de noyaux. Les résultats obtenus sont représentés figures 26 et 27. Une différence apparaît entre  $^{27}\text{Al}$  et Ca alors que  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$  présentent exactement la même distribution. Ces résultats mettent en évidence le caractère dipolaire de la résonance géante.

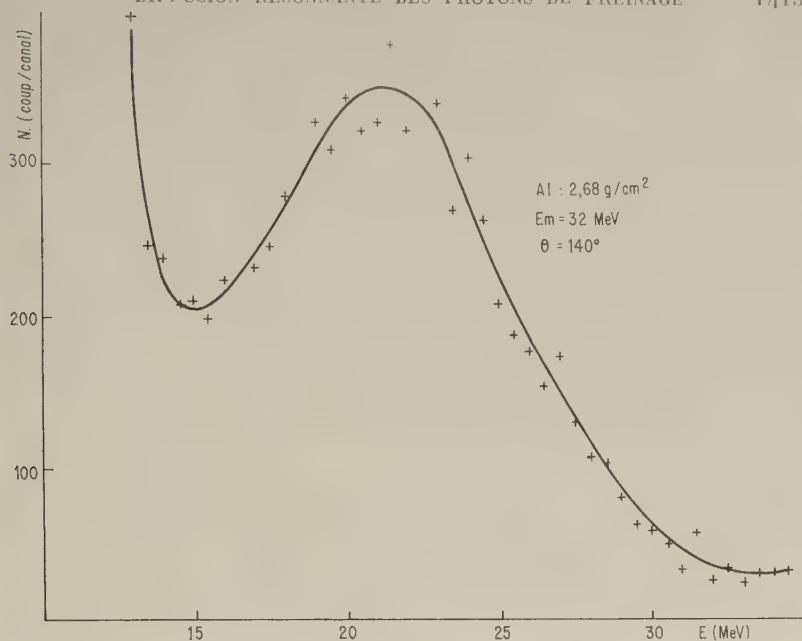


Fig. 14. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible d'aluminium.

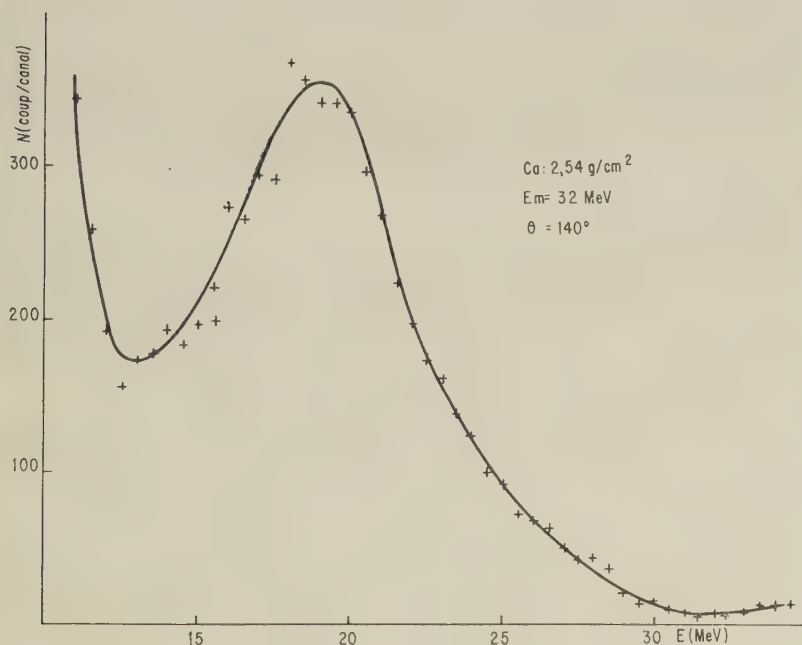


Fig. 15. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de calcium.

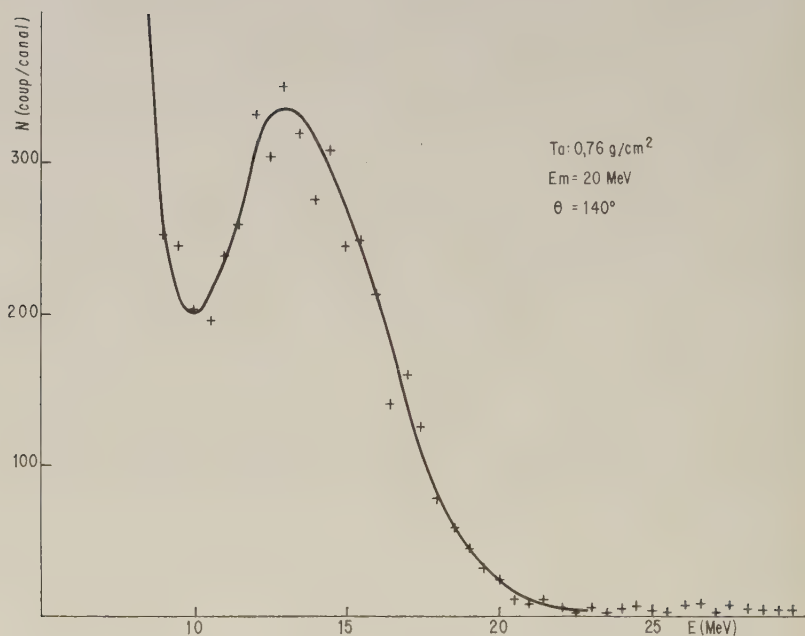


Fig. 16. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de tantale.

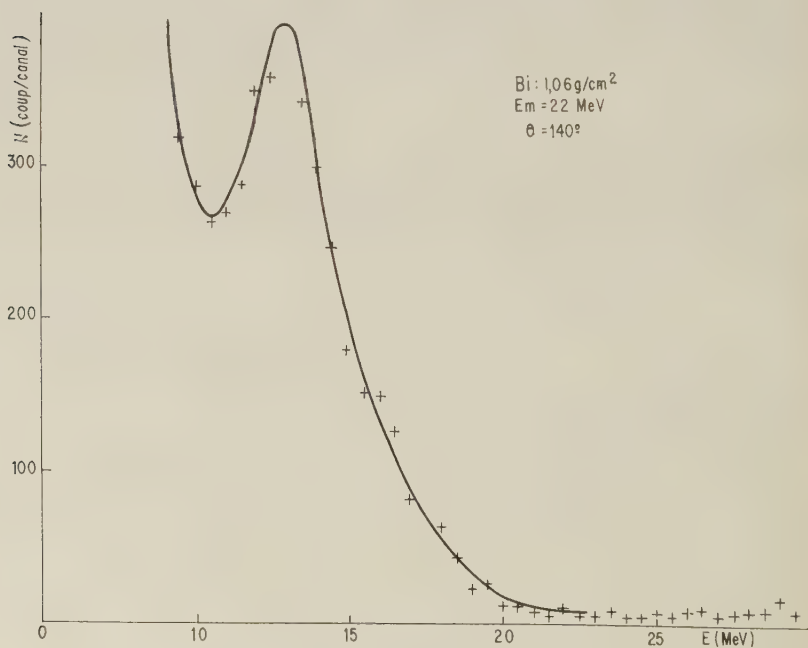


Fig. 17. — Spectre d'impulsions obtenu avec une cible de bismuth.

Fig. 18. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour le carbone.

La courbe en trait plein représente la section efficace prévue par la relation de dispersion.

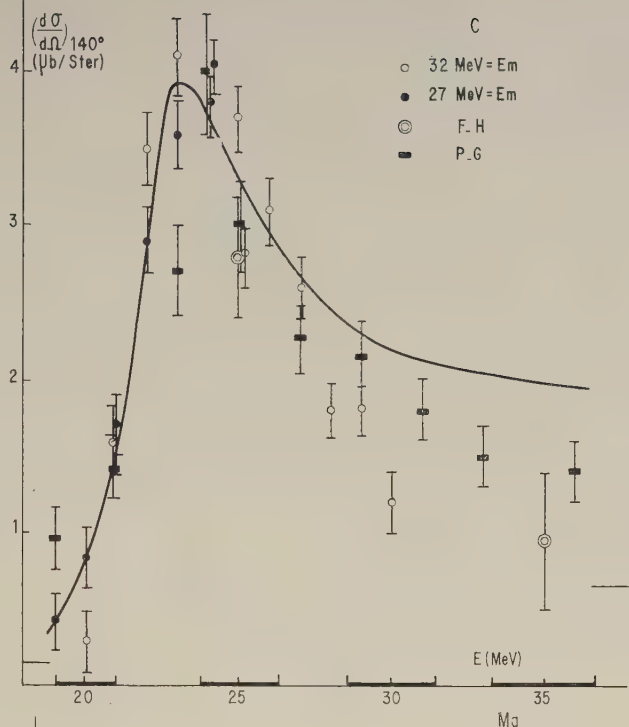


Fig. 19. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour le magnésium.



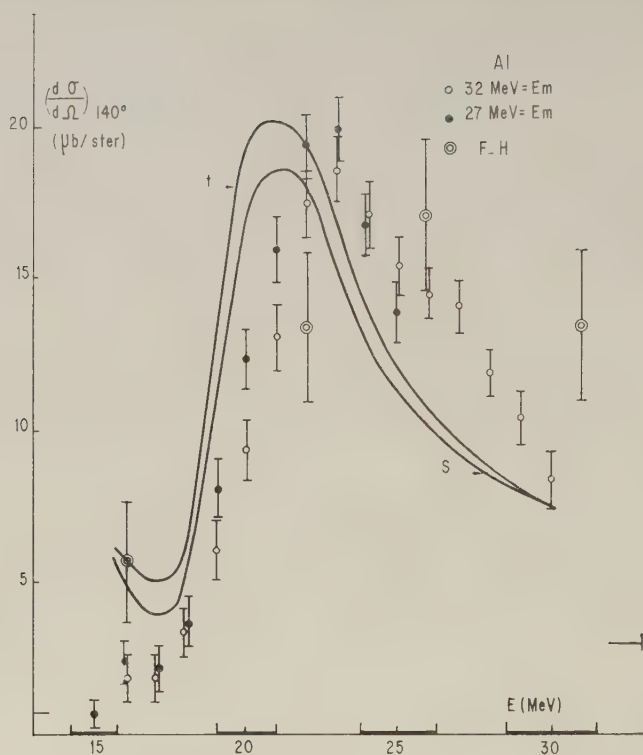


Fig. 20. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour l'aluminium.

Les courbes en trait plein représentent les sections efficaces prévues par la relation de dispersion.

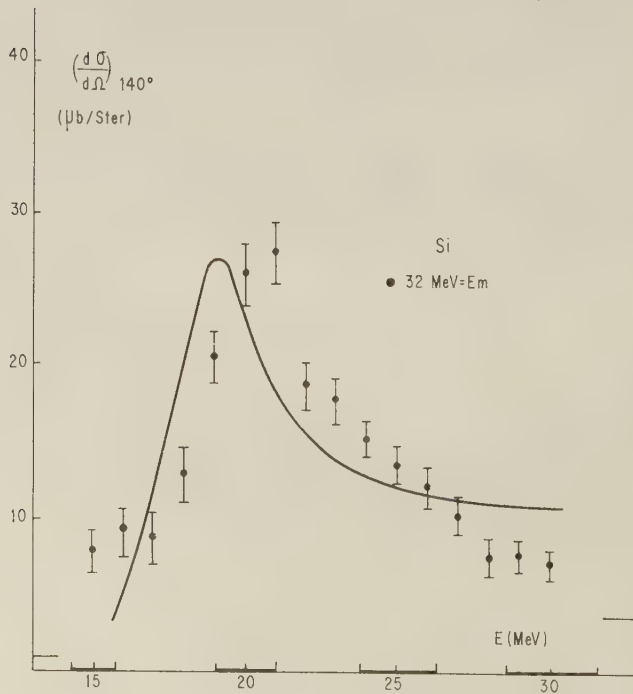


Fig. 21. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour le silicium.

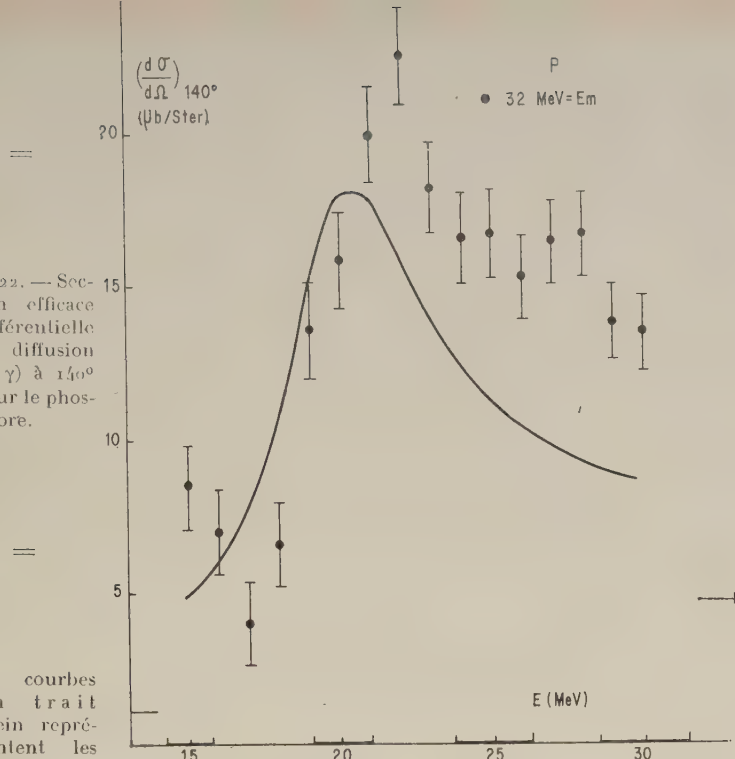


Fig. 22. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour le phosphore.

Les courbes en trait plein représentent les sections efficaces prévues par la relation de dispersion.

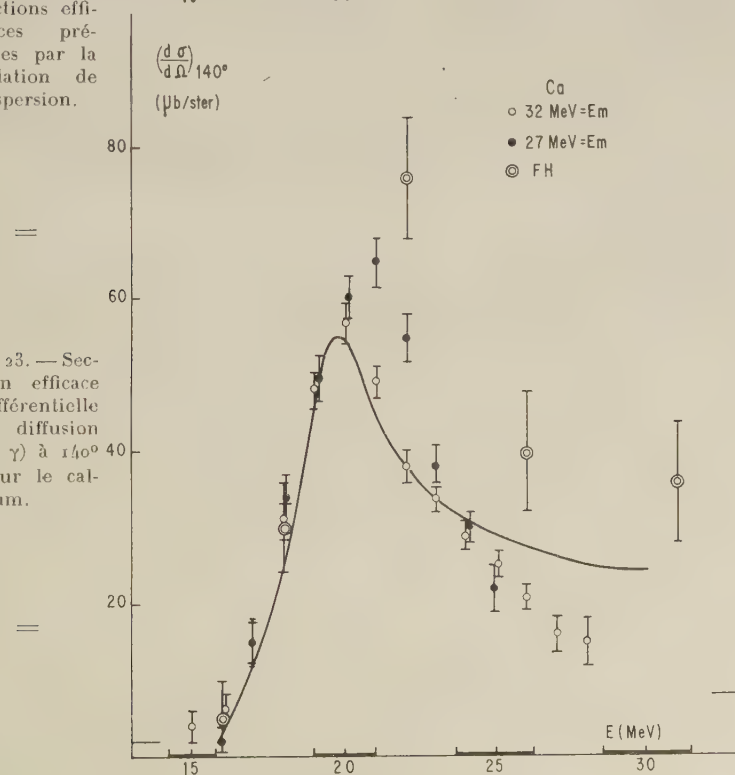


Fig. 23. — Section efficace différentielle de diffusion ( $\gamma, \gamma$ ) à  $140^\circ$  pour le calcium.

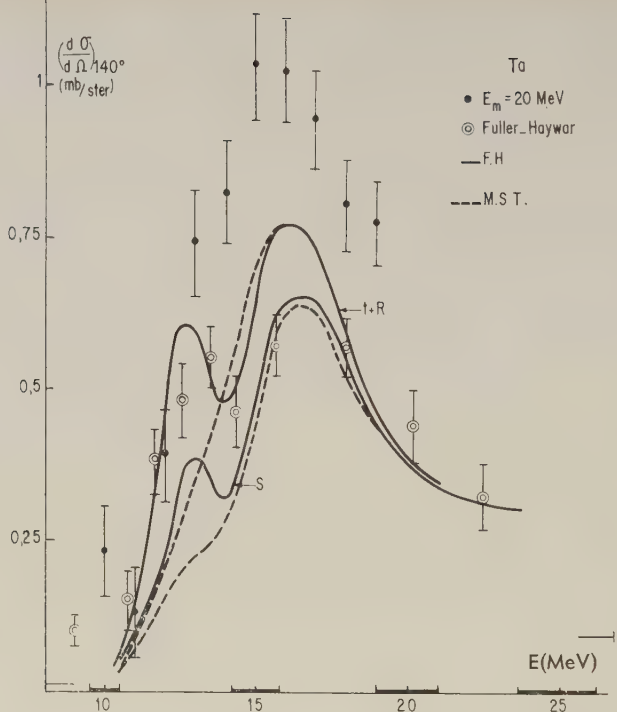


Fig. 24. — Section efficace différentielle de diffusion  $(\gamma, \gamma)$  à  $140^\circ$  pour le tantal.

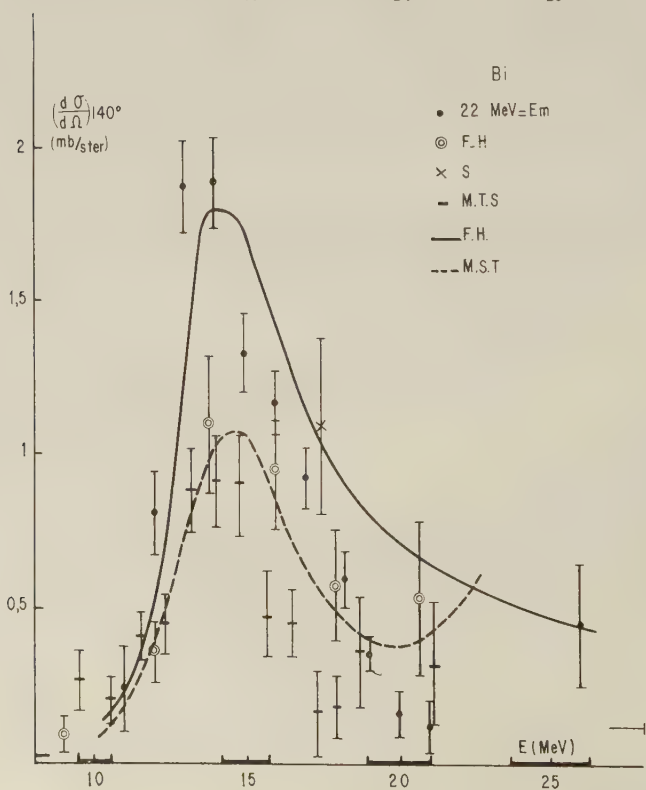


Fig. 25. — Section efficace différentielle de diffusion  $(\gamma, \gamma)$  à  $140^\circ$  pour le bismuth.

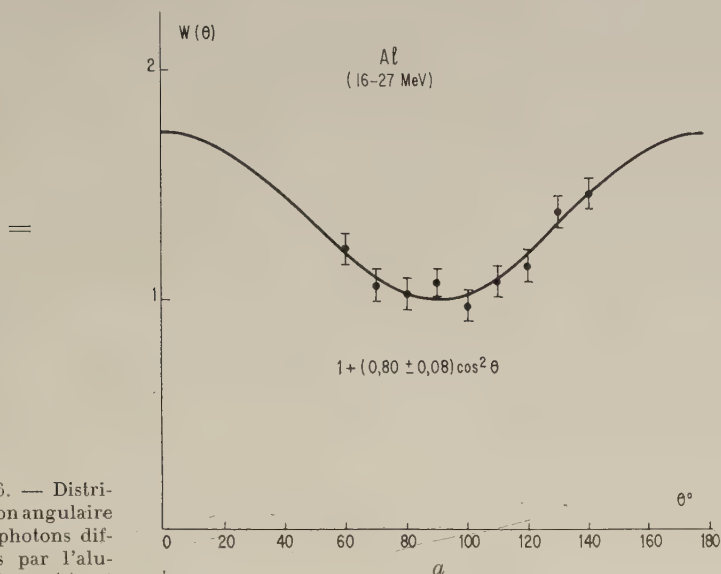
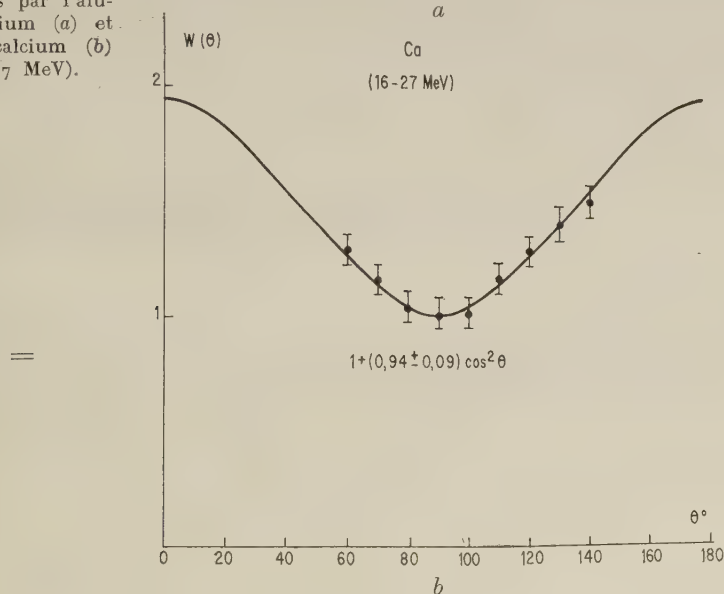


FIG. 26. — Distribution angulaire des photons diffusés par l'aluminium (a) et le calcium (b) (16-27 MeV).



### 3° Discussion.

a) **Modèle utilisé.** — Nous ne pouvons appliquer la relation de dispersion directement que dans le cas de la polarisabilité scalaire. Pour la polarisabilité tensorielle, il nous faut introduire un modèle permet-

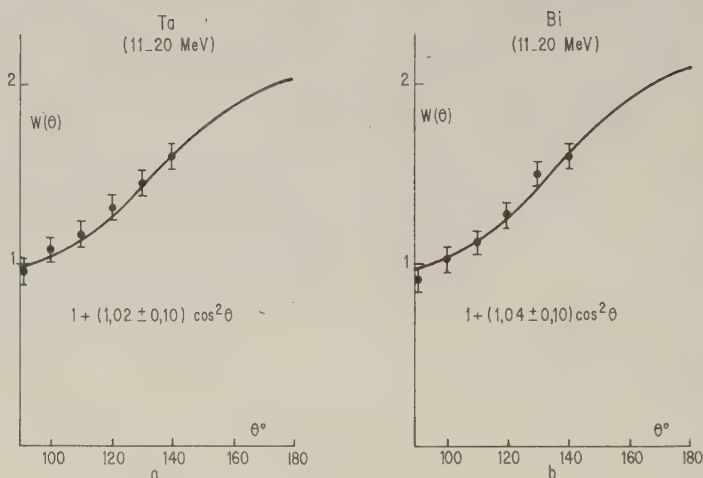


Fig. 27. — Distribution angulaire des photons diffusés par le tantalum (a) et le bismuth (b) (11-20 MeV).

tant de déterminer la relation entre la section efficace de diffusion élastique et la section efficace d'absorption. Nous utiliserons ici un modèle très simple, dérivé de l'oscillateur harmonique classique, que nous généraliserons pour les noyaux déformés grâce aux hypothèses de M. Danos et K. Okamoto (77) (81).

Oscillateur harmonique à une dimension (polarisabilité scalaire). — Dans le modèle simple de M. Goldhaber et E. Teller (44), la résonance géante s'explique par l'oscillation relative de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons. La diffusion élastique peut alors se traiter classiquement comme la diffusion d'un rayonnement électromagnétique par un oscillateur harmonique à symétrie sphérique.

La section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée dans ce cas par (38) (82) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (12)$$

avec  $e$  : charge de masse  $m$  oscillant suivant  $Ox$  avec la fréquence propre  $\nu_0 = \omega_0/2\pi$  (fig. 28a).

$\nu = \omega/2\pi$  : fréquence du rayonnement électromagnétique incident suivant  $Oz$ , polarisé suivant  $Ox$  (fig. 28a).

$\theta$  : angle de diffusion du rayonnement électromagnétique, polarisé suivant  $Ox$  (fig. 28a).

$\gamma = 2e^2\nu_0^2/3mc^3$  : facteur d'amortissement de l'oscillateur.

De la même façon, la section efficace d'absorption est donnée par (38) (82) :

$$\sigma_a = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{\gamma \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (13)$$

En comparant ces expressions aux relations 12 et 15 (chap. I<sup>er</sup>), nous obtenons l'amplitude de diffusion :

$$R(\theta = 0) = \frac{e^2}{mc^2} \omega^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (14)$$

On définit alors la polarisabilité  $\varepsilon$ , comme le rapport du moment dipolaire induit par le champ électromagnétique,  $D = ex$ , divisé par le champ électromagnétique :

$$\varepsilon = \frac{D}{E} = \frac{e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = \frac{e^2}{\omega^2} R(\theta = 0). \quad (15)$$

Dans ce cas (fig. 28a), la charge  $e$  se déplace suivant la direction  $Ox$  du vecteur polarisation  $\vec{E}$  : la polarisabilité est donc une quantité scalaire. Nous aurons donc, dans le cadre du modèle de Golhaber et Teller, en tenant compte de la diffusion Thomson :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta^s = \left| \frac{\sigma_a^0 \Gamma}{4\pi \hbar c} \frac{E_0^2 - E^2 + iE\Gamma}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2} + T \right|^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (16)$$

avec  $\sigma_a^0$  : section efficace d'absorption à la résonance,  $E = E_0$ .

$\Gamma$  : largeur à mi-hauteur de la résonance.

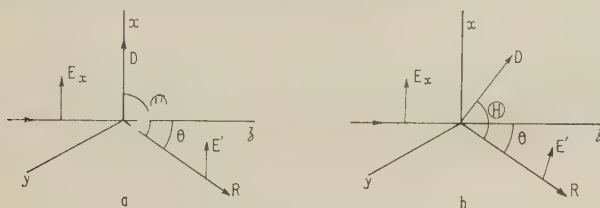


Fig. 28. — Diffusion d'un rayonnement électromagnétique par un oscillateur à une dimension (a) et à trois dimensions (b).

**Oscillateur harmonique à trois dimensions (polarisabilité tensorielle).** — En général, le moment dipolaire induit,  $\vec{D}$ , n'est pas dans la direction de  $\vec{E}$  (fig. 28b) : la polarisabilité est alors une quantité tensorielle. Un élément de ce tenseur,  $\varepsilon_{yx}$ , relie l'amplitude du champ appliqué suivant  $Ox$  à l'amplitude du moment dipolaire induit suivant  $Oy$  :

$$D_y = \varepsilon_{yx} E_x. \quad (17)$$

Dans le modèle de Danos et Okamoto (77) (81), pour les noyaux déformés, la section efficace d'absorption s'explique par la superposition de deux résonances géantes d'énergies différentes, associées aux oscillations de la charge nucléaire suivant le grand axe et les deux petits axes de l'ellipsoïde de déformation (83). Dans ce cas, Danos (81) a montré que la section efficace totale d'absorption est donnée par :

$$\sigma_a(E) = \frac{1}{3} \sigma_a^a(E) + \frac{2}{3} \sigma_a^b(E) \quad (18)$$

où  $\sigma_a^a(E)$  et  $\sigma_a^b(E)$  représentent les sections efficaces d'absorption de photons polarisés suivant le grand axe,  $a$ , et les deux petits axes,  $b$ , de l'ellipsoïde de révolution. La diffusion élastique des photons peut donc se traiter classiquement comme la diffusion d'un rayonnement électromagnétique par un oscillateur harmonique à symétrie cylindrique.

Dans ce cas, la section efficace différentielle de diffusion élastique comprendra deux termes, l'un scalaire et l'autre tensoriel (38) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^s + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^t. \quad (19)$$

Le terme scalaire est donné par une expression analogue à (16) :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^s = \left| \frac{A + 2B}{3} \right|^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (20)$$

où  $A$  et  $B$  représentent les amplitudes de diffusion élastique vers l'avant (équ. 14), suivant le grand axe,  $a$ , ou les deux petits axes,  $b$ , de l'ellipsoïde. Le terme tensoriel (38) s'écrit :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^t = |A - B|^2 \frac{13 + \cos^2 \theta}{90}. \quad (21)$$

A. M. Baldin a montré qu'en mécanique quantique, la section efficace de diffusion élastique devient, dans le cas du modèle de Danos et Okamoto et en tenant compte de la diffusion Thomson :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = \left| \frac{A + 2B}{3} + T \right|^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} + \frac{J_0(2J_0 - 1)}{(J_0 + 1)(2J_0 + 3)} |A - B|^2 \frac{13 + \cos^2 \theta}{90} \quad (22)$$

avec  $J_0$  : spin de l'état fondamental.

$$A = \frac{\sigma_a^0 \Gamma_a}{4\pi \hbar c} E^2 \frac{E_a^2 - E^2 + iE\Gamma_a}{(E_a^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma_a^2} \quad \text{et} \quad B = \frac{\sigma_b^0 \Gamma_b}{4\pi \hbar c} E^2 \frac{E_b^2 - E^2 + iE\Gamma_b}{(E_b^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma_b^2}. \quad (23)$$

Les paramètres  $\sigma_a^0$ ,  $\sigma_b^0$ ,  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_b$ ,  $E_a$  et  $E_b$  étant calculés à partir de la courbe de section efficace d'absorption, en utilisant la relation de Danos (équ. 18) et des formes de Lorentz (équ. 13), pour chacune des résonances :

$$\sigma_a^a(E) = \sigma_a^0 \frac{E^2 \Gamma_a^2}{(E_a^2 - E^2) + E^2 \Gamma_a^2} \quad \text{et} \quad \sigma_a^b(E) = \sigma_b^0 \frac{E^2 \Gamma_b^2}{(E_b^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma_b^2} \quad (24)$$

avec  $\sigma_{a,b}^0$  : section efficace d'absorption à la résonance,  $E_{a,b} = E$ .

$\Gamma_{a,b}$  : largeur à mi-hauteur de la résonance  $a$  ou  $b$ .

Pour un noyau sphérique,  $A = B$ , on retrouve l'expression 16

**Diffusion inélastique.** — En réalité, si la résolution expérimentale n'est pas suffisante, dans nos expériences  $\Delta E/E = 10$  p. 100, les mesures de diffusion élastique comprennent aussi la diffusion inélastique vers des états excités dans une bande d'énergie  $\Delta E$  au-dessus du niveau fondamental ( $\Delta E = 2$  MeV si  $E = 20$  MeV). Dans les noyaux déformés, il existe des niveaux excités de rotation (83) qui peuvent être atteints par désexcitation dipolaire. Ce type de diffusion inélastique a été étudié par Z. Maric et P. Möbius (85). Fuller et Hayward (86) ont montré que l'addition de cette diffusion inélastique vers les niveaux de rotation, diffusion Raman nucléaire, donne :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{él} + \text{Ram}} = \left| \frac{A + 2B}{3} + T \right|^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} + |A - B|^2 \frac{13 + \cos^2 \theta}{90} \quad (25)$$

Ce qui revient à l'expression précédente (22) pour  $J_0 \propto$ , c'est-à-dire pour le cas classique.

**Distribution angulaire.** — Pour ce modèle collectif, la distribution angulaire des photons diffusés élastiquement est de la forme, pour un noyau sphérique (cas scalaire) :

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta \quad \text{avec} \quad a = 1 \quad (26)$$

quelle que soit l'énergie des photons diffusés.

Pour un noyau déformé (cas tensoriel) :

$$W(\theta) = 1 + a(E) \cos^2 \theta$$

avec :

$$a(E) = \frac{45 \left| \frac{A + 2B}{3} + T \right|^2 + \frac{J_0(2J_0 - 1)}{(2J_0 + 3)(J_0 + 1)} |A - B|^2}{45 \left| \frac{A + 2B}{3} + T \right|^2 + 13 \frac{J_0(2J_0 - 1)}{(2J_0 + 3)(J_0 + 1)} |A - B|^2} = \frac{45R_s^2 + R_t^2}{45R_s^2 + 13R_t^2} \quad (27)$$

$R_s$  et  $R_t$  étant les amplitudes de diffusion élastique scalaire et tensorielle vers l'avant :  $a(E)$  est alors une fonction de l'énergie comprise entre  $1/13$  et  $1$ .

Si nous mesurons le coefficient  $a$  pour une bande d'énergie assez large  $\Delta E$ , nous aurons dans le cas scalaire :

$$a(\Delta E) = 1 \quad (28)$$

et dans le cas tensoriel :

$$a(\Delta E) = \frac{\sum_{\Delta E} (45R_s^2 + R_t^2)}{\sum_{\Delta E} (45R_s^2 + 13R_t^2)} \quad (29)$$

Si nous tenons compte de la diffusion Raman nucléaire, le facteur  $J_0(2J_0 - 1)/(J_0 + 1)(2J_0 + 3)$  devient égal à l'unité, ce qui augmente la contribution relative de  $R_t$  par rapport à  $R_s$  et la distribution angulaire devient plus isotrope. Qualitativement, ceci sera vrai pour toute diffusion inélastique : elle aura toujours tendance à rendre plus isotrope la distribution angulaire, c'est-à-dire à diminuer  $a(E)$ .

Supposons, au contraire, que la résonance géante est formée de niveaux discrets (87), dans certains noyaux légers, par exemple (53), nous pouvons alors connaître la distribution angulaire pour chacun de ces niveaux et, en supposant qu'ils n'interfèrent pas entre eux, la distribution angulaire totale. Pour un noyau pair-pair,  $J_0 = 0$ , les états excités par absorption dipolaire électrique ont tous un spin  $J = 1$  ; la distribution angulaire pour la diffusion élastique,  $J_1 = J_0 = 1$ , sera alors :

$$0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 0 \quad W(\theta) = 1 + \cos^2 \theta \quad (30)$$

et pour la diffusion inélastique :

$$\begin{aligned} 0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 1 & \quad W(\theta) = 1 - 1/3 \cos^2 \theta \\ 0 \xrightarrow{1} 1 \xrightarrow{1} 2 & \quad W(\theta) = 1 + 1/13 \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (31)$$

Comme nous l'avons remarqué ci-dessus,  $a_{inél} < a_{él}$ .

Mais pour les noyaux impairs, de spin demi-entier, les distributions élastiques deviennent plus compliquées, car elles comprennent plusieurs termes (42), tableau III :

TABLEAU III

| $J_0 \xrightarrow{L_0} J \xrightarrow{L_1} J_0$ | $W(\theta)$               |
|-------------------------------------------------|---------------------------|
| $1/2 \xrightarrow{1} 1/2 \xrightarrow{1} 1/2$   | 1                         |
| $1/2 \xrightarrow{1} 3/2 \xrightarrow{1} 1/2$   | $1 + 3/7 \cos^2 \theta$   |
| $5/2 \xrightarrow{1} 3/2 \xrightarrow{1} 5/2$   | $1 + 0,015 \cos^2 \theta$ |
| $5/2 \xrightarrow{1} 5/2 \xrightarrow{1} 5/2$   | $1 + 1/3 \cos^2 \theta$   |
| $5/2 \xrightarrow{1} 7/2 \xrightarrow{1} 5/2$   | $1 + 0,169 \cos^2 \theta$ |

En résumé, la distribution angulaire des photons diffusés nous renseigne sur :

- La polarisabilité nucléaire, dans le modèle collectif.
- Les interférences entre niveaux discrets formant la résonance géante.
- La diffusion inélastique.

**b) Section efficace.** — Les courbes portées sur les figures 18 à 25 représentent les sections efficaces prévues par la relation de dispersion à partir des sections efficaces d'absorption connues.

Pour le carbone (fig. 18), nos résultats sont en bon accord avec la courbe donnée par Penfold et Garwin (36). C'est une vérification de notre méthode expérimentale et une confirmation de l'étalonnage de notre chambre d'ionisation.

Pour les noyaux légers étudiés, nous avons utilisé, pour le calcul de la relation de dispersion, les sections efficaces d'absorption données par J. Dular et al. (88). Quoique ces résultats soient peu précis, 20 p. 100 en valeur absolue, à cause des incertitudes sur les sections efficaces d'absorption électronique, nous avons préféré utiliser ces mesures pour deux raisons : d'abord parce que ce sont des mesures cohérentes entre elles, faites par la même équipe dans les mêmes conditions, alors qu'il est courant de trouver des écarts de 20 à 30 p. 100 entre des résultats de différents laboratoires sur la même réaction. Ensuite, parce que ce sont des mesures d'absorption  $((\gamma, n) + (\gamma, p) + (\gamma, 2n) + \text{etc.})$ , alors que la plupart des résultats concernent les réactions  $(\gamma, n)$  et il faut alors connaître  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , etc., si possible à partir de la même série d'expériences.

Pour le magnésium (fig. 19), nos résultats indiquent une forte diffusion jusqu'à 30 MeV, en accord avec les mesures de Fuller et Hayward (10). Nous n'avons pas pu faire la comparaison avec la section efficace d'absorption qui n'a pas été mesurée jusqu'ici. La forme de la section efficace peut toutefois s'expliquer par la forte déformation du noyau, la présence des trois isotopes stables  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{Mg}$  et une contribution assez importante de diffusion inélastique.

Pour l'aluminium (fig. 20) qui est un noyau déformé ( $Q = +0,15b$ ), les courbes portées sur la figure ont été calculées avec l'expression 22. Les paramètres  $\sigma_a^0$ ,  $\sigma_b^0$ ,  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_b$ ,  $E_a$  et  $E_b$  ont été déduits (équ. 18), de la courbe d'absorption donnée par J. E. E. Baglin, M. N. Thompson et B. M. Spicer (89), qui est la moyenne des mesures de J. Dular et al. (88) et de B. Ziegler (90) : les paramètres obtenus sont peu précis à cause des incertitudes expérimentales sur la courbe d'absorption. Nous remarquons un décalage en énergie d'environ 1 MeV, que nous retrouverons d'ailleurs dans les autres noyaux légers, dû probablement à la différence des étalonnages dans les deux expériences : notre préci-

sion en énergie est de l'ordre de  $\pm 0,5$  MeV. A part ce décalage, nos résultats sont en assez bon accord avec les courbes, correspondant l'une au cas scalaire, l'autre au cas tensoriel ; la statistique ne nous permet pas de conclure au sujet de la polarisabilité.

Pour le silicium (fig. 21), nos mesures sont en bon accord avec la courbe calculée à partir de la section efficace d'absorption de Dular et al. (83), mis à part le décalage en énergie discuté plus haut.

La courbe calculée pour le phosphore (fig. 22), est en assez bon accord avec nos résultats, sauf vers 30 MeV où la diffusion est encore importante, comme dans le magnésium : le noyau est assez déformé et la diffusion inélastique peut être importante.

Nos mesures pour le calcium (fig. 23) sont en bon accord avec la courbe calculée.

En résumé, pour les noyaux légers, l'accord entre nos valeurs expérimentales et les courbes calculées à partir des sections efficaces d'absorption indique que :

— La diffusion inélastique est peu importante : elle est au maximum égale à notre précision statistique, c'est-à-dire inférieure à 15 p. 100 de la diffusion élastique. Elle semble un peu plus importante pour Mg et  $^{31}\text{P}$ .

— La distribution angulaire est de la forme  $W(\theta) = 1 + \cos^2 \theta$ , c'est-à-dire que la polarisabilité est scalaire. Cette conclusion ne s'applique pas à  $^{27}\text{Al}$ , car nous ne pouvons conclure au sujet de la polarisabilité dans ce cas.

Pour les noyaux lourds, la section efficace d'absorption est bien représentée par la section efficace photoneutronique, car la réaction  $(\gamma, p)$  est tout à fait négligeable (91) à cause de la barrière coulombienne. En réalité, les mesures sont faites par détection directe des neutrons et on enregistre donc tous les neutrons produits, c'est-à-dire  $((\gamma, n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \text{etc.})$  et pour obtenir la section efficace d'absorption on doit retrancher  $(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$  est en général négligeable, ce qui entraîne une assez grande incertitude sur  $\sigma_a(E)$  au-dessus du seuil  $(\gamma, 2n)$ . Toujours pour des raisons de cohérence entre les mesures, nous avons utilisé les résultats de E. G. Fuller et M. J. Weiss (92) (F-W), E. G. Fuller et E. Hayward (93) (F-H) et ceux de J. Miller, C. Schuhl et C. Tzara (94) (M-S-T).

Pour le tantale (fig. 24), qui est un noyau déformé ( $Q = + 2,7b$ ), les courbes portées sur la figure ont été calculées avec l'expression 25 ; les paramètres  $\sigma_a^0$ ,  $\sigma_b^0$ ,  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_b$ ,  $E_a$  et  $E_b$  ont été déduits, d'une part, des résultats de Fuller et Weiss (92), d'autre part, de ceux de Miller, Schuhl et Tzara (94). Nos résultats sont nettement supérieurs aux courbes correspondant les unes au cas scalaire, les autres au cas tensoriel, y compris la diffusion inélastique vers les niveaux de rotation de basse énergie. Ceci semble indiquer une forte contribution de diffusion inélastique vers d'autres niveaux que ceux de rotation, mais il faut remarquer

que notre précision en valeur absolue est de 20 p. 100 et celle des mesures de section efficace de photoneutrons de 12 à 15 p. 100. En tous cas, la forme de notre section efficace est en meilleur accord avec la courbe tirée des mesures de Miller, Schuhl et Tzara (94).

Pour le bismuth (fig. 25), qui est un noyau pratiquement sphérique ( $Q = -0,4b$ ), la courbe titrée des résultats de Fuller et Hayward (93) est en bon accord avec nos résultats, à part un léger décalage en énergie d'environ 0,5 MeV. Par contre, nos résultats sont nettement supérieurs à la courbe tirée des mesures de Miller, Schuhl et Tzara (94); ceci met en évidence les possibilités de divergence entre des mesures effectuées dans différents laboratoires, comme nous l'avons fait remarquer plus haut. En prenant les courbes de Miller, Schuhl et Tzara pour Ta et Bi, nous pouvons obtenir un bon accord avec nos résultats moyennant une diminution d'environ 30 p. 100 de notre section efficace : nous pouvons alors remarquer que nos mesures correspondent pour le tantale à une polarisabilité scalaire, en accord avec notre distribution angulaire.

En résumé, pour les noyaux lourds, le désaccord entre nos valeurs expérimentales et les courbes calculées à partir des sections efficaces de photoneutrons, peut indiquer une contribution notable de la diffusion inélastique, mais cette contribution serait à la limite de notre précision expérimentale.

c) **Distribution angulaire.** — En utilisant le modèle collectif décrit ci-dessus, les courbes donnant  $\alpha(E)$  sont représentées figure 29, pour l'aluminium,  $J_0 = 5/2$ , dans le cas de la diffusion élastique seule et de la diffusion élastique plus la diffusion Raman (équ. 27). Compte tenu du décalage en énergie et de la variation de la section efficace, nous obtenons (équ. 29) :

$$\alpha_{th}(16-27 \text{ MeV}) = 0,87 \pm 0,02 \quad \text{pour} \quad J_0 = 5/2$$

avec les résultats de Baglin, Thompson et Spicer (89). Cette valeur est un peu supérieure à notre mesure (fig. 26 a) :

$$\alpha_{exp}(16-27 \text{ MeV}) = 0,78 \pm 0,08.$$

En tenant compte de la diffusion Raman, nous obtenons (équ. 29) :

$$\alpha_{th}(16-27 \text{ MeV}) = 0,78 \pm 0,02 \quad \text{pour} \quad J_0 \infty$$

qui encadre notre valeur expérimentale. Nous pouvons donc conclure à une polarisabilité tensorielle et à une faible contribution de diffusion inélastique

A cause du spin  $J_0 = 1/2$ , le terme tensoriel disparaît pour le phosphore et la distribution angulaire pour la diffusion élastique seule donne  $\alpha_{th} = 1$ , en accord avec notre valeur expérimentale :

$$\alpha_{exp}(18-30 \text{ MeV}) = 1,01 \pm 0,10.$$

Dans le cas du calcium, qui est sphérique, on obtient  $a_{th} = 1$ , en accord avec notre valeur expérimentale (fig. 26 b) :

$$a_{exp}(16.27 \text{ MeV}) = 0,94 \pm 0,09.$$

La polarisabilité est donc scalaire.

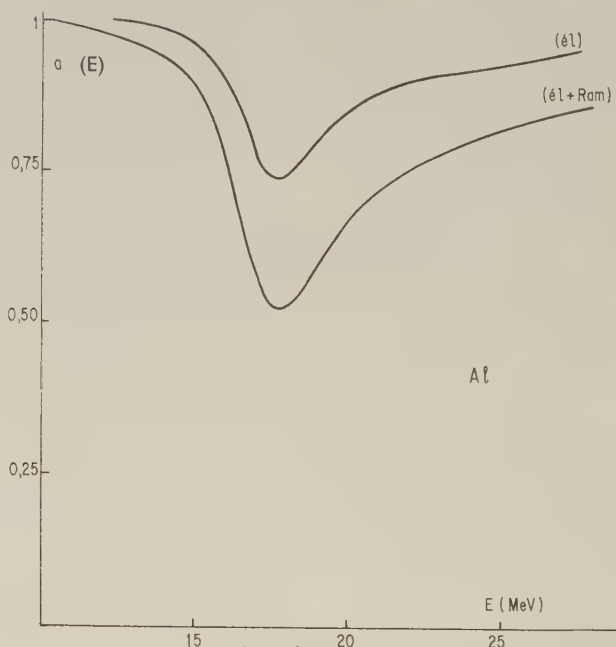


Fig. 29. — Variation du coefficient  $a$  de la distribution angulaire pour l'aluminium, prévue par le modèle de Danos-Okamoto.

Pour le tantale,  $J_0 = 7/2$ , les courbes donnant  $a(E)$  (éq. 37), sont représentées figure 30. Compte tenu de la variation de la section efficace avec l'énergie, nous avons calculé (éq. 29), pour la diffusion élastique plus la diffusion Raman :

$$a_{th}(11-20 \text{ MeV}) = 0,75 \pm 0,02 \text{ (courbe de Fuller et Weiss).}$$

$$a_{th}(11-20 \text{ MeV}) = 0,73 \pm 0,01 \text{ (courbe de Miller, Schuhl et Tzara).}$$

Notre valeur expérimentale (fig. 27 a) :

$$a_{exp}(11-20 \text{ MeV}) = 1,02 \pm 0,10$$

est tout à fait incompatible avec ces valeurs. Même sans tenir compte de la diffusion Raman nucléaire, nous trouvons (fig. 30) :

$$a_{th}(11-20 \text{ MeV}) = 0,86 \pm 0,02$$

$$a_{th}(11-20 \text{ MeV}) = 0,85 \pm 0,01$$

ce qui est encore bien inférieur à notre valeur expérimentale. Ce résultat semble donc indiquer une polarisabilité tensorielle très faible sinon nulle, en désaccord avec E. G. Fuller et E. Hayward (34), qui mettaient en évidence la polarisabilité tensorielle par comparaison de leur section efficace différentielle de diffusion avec les courbes calculées à partir des mesures de Fuller et Weiss (92). Notre distribution angulaire semble plus probante, car elle est indépendante de la valeur absolue de la section efficace.

Dans le cas du bismuth, qui est pratiquement sphérique, nous obtenons  $a_{th} = 1$ , en accord avec notre valeur expérimentale (fig. 27 b) :

$$a_{exp} (11-20 \text{ MeV}) = 1,04 \pm 0,10.$$

La polarisabilité est donc scalaire.

En résumé, nos valeurs expérimentales sont en accord, sauf pour  $^{181}\text{Ta}$ , avec les prévisions du modèle collectif de Danos et Okamoto, avec une faible contribution de diffusion inélastique.

Mais dans tous les cas, nous avons  $a_{exp} \neq 1$ , en bon accord avec le modèle simple de Goldhaber et Teller.

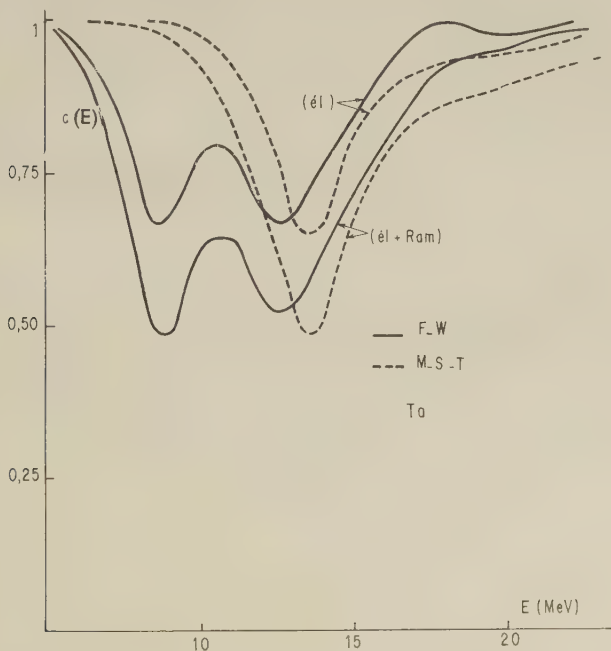


Fig. 30. — Variation du coefficient  $a$  de la distribution angulaire pour le tantale, prévue par le modèle de Danos-Okamoto.

Si nous supposons, au contraire, que la résonance géante est formée de niveaux discrets, nous pouvons prévoir les distributions angulaires. Sauf pour Ca, pour lequel  $a_{th} = 1$ , nos valeurs expérimentales sont toutes bien supérieures aux valeurs théoriques pour des niveaux discrets, qui donneraient des distributions plus isotropes, par exemple, tableau III :

Pour  $^{31}\text{P}$ ,  $a_{th} \leq 0,43$  et pour  $^{27}\text{Al}$ ,  $a_{th} \leq 0,33$ .

Nous pouvons donc conclure que les niveaux formant la résonance géante ne sont pas indépendants, mais qu'ils interfèrent fortement entre eux.

Les résultats concernant les distributions angulaires sont rassemblés dans le tableau IV, ainsi que les prévisions du modèle de Danos et Okamoto (D-O) et les valeurs théoriques correspondant à des niveaux discrets (N-D).

TABLEAU IV

| Noyau                              | $^{27}\text{Al}$ | $^{31}\text{P}$ | Ca              | $^{181}\text{Tl}$ | $^{209}\text{Bi}$ |
|------------------------------------|------------------|-----------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| Spin $J_0$                         | 5/2              | 1/2             | 0               | 7/2               | 9/2               |
| $Q_{barn}$                         | + 0,15           | 0               | 0               | + 2,7             | - 0,4             |
| Énergie des $\gamma$ diffusés, MeV | 16 — 27          | 18 — 30         | 16 — 27         | 11 — 20           | 11 — 20           |
| $a_{exp}$                          | $0,80 \pm 0,08$  | $1,01 \pm 0,10$ | $0,94 \pm 0,09$ | $1,02 \pm 0,10$   | $1,04 \pm 0,10$   |
| $a_{th} \text{ D. O.}$             | $0,87 \pm 0,02$  | 1               | 1               | $0,74 \pm 0,02$   | 1                 |
| $a_{th} \text{ N. D.}$             | $\leq 0,33$      | $\leq 0,43$     | 1               |                   |                   |

d) **Rapport  $\Gamma_\gamma/\Gamma$ .** — Vers le maximum de la courbe d'absorption, la relation de dispersion (éq. 16, chap. 1<sup>er</sup>) se simplifie et devient :

$$\frac{(\sigma_a^0)^2}{6\pi\lambda_0^2} \sim \sigma_d^0 \quad (32)$$

en négligeant la section efficace de diffusion Thomson nucléaire. D'autre part, on peut montrer aussi que (95) :

$$\frac{\sigma_a^0}{6\pi\lambda_0^2} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (33)$$

En analysant nos résultats comme des résonances simples (chap. III), nous pouvons calculer  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  à partir de la section efficace de diffusion intégrée sur toute la résonance. Nous pouvons alors comparer les valeurs obtenues pour  $\sigma_d^0$  et  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  à partir des sections efficaces d'absorption (équ. 32 et 33) et à partir des sections efficaces de diffusion (fig. 18 à 25). Les résultats sont rassemblés dans le tableau V.

L'accord général est donc tout à fait satisfaisant, on voit que le rapport  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  croît régulièrement du carbone au bismuth.

TABLEAU V

| Noyau                  | Carbone                    |                        | Aluminium                  |                        | Silicium                   |                        | Calcium                    |                        | Bismuth         |                        |
|------------------------|----------------------------|------------------------|----------------------------|------------------------|----------------------------|------------------------|----------------------------|------------------------|-----------------|------------------------|
|                        | $\sigma_d^0$ $\mu\text{b}$ | $\Gamma_\gamma/\Gamma$ | $\sigma_d^0$ $\mu\text{b}$ | $\Gamma_\gamma/\Gamma$ | $\sigma_d^0$ $\mu\text{b}$ | $\Gamma_\gamma/\Gamma$ | $\sigma_d^0$ $\mu\text{b}$ | $\Gamma_\gamma/\Gamma$ | $\sigma_d^0$ mb | $\Gamma_\gamma/\Gamma$ |
| A partir de $\sigma_d$ | 30                         | $1,5 \times 10^{-3}$   | 200                        | $3,2 \times 10^{-3}$   | 320                        | $4,3 \times 10^{-3}$   | 580                        | $5,8 \times 10^{-3}$   | 20,7            | $2,4 \times 10^{-2}$   |
| A partir de $\sigma_d$ | 32                         | $1,6 \times 10^{-3}$   | 210                        | $3,2 \times 10^{-3}$   | 280                        | $3,8 \times 10^{-3}$   | 610                        | $5,3 \times 10^{-3}$   | 19,5            | $1,8 \times 10^{-2}$   |

## RÉSUMÉ. CONCLUSIONS

Au cours de ce travail, nous avons pu étudier la diffusion résonnante des photons de freinage par des niveaux de  $^{12}\text{C}$ ,  $\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$  : les caractéristiques de ces niveaux ont été déterminées pour la première fois pour  $\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$ , pour  $^{12}\text{C}$  elles sont en bon accord avec des mesures précédentes.

Nous avons étudié, dans les mêmes conditions, la résonance géante dans  $^{12}\text{C}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Seul le carbone avait déjà été étudié par la même méthode. Nous avons pu observer directement, pour la première fois, la résonance géante dans les spectres d'impulsions fournis par le détecteur. Les largeurs, différentes pour un noyau sphérique et pour un noyau déformé, apparaissent clairement dans ces spectres. Pour la première fois, nous avons pu effectuer les distributions angulaires des photons diffusés dans la région de la résonance géante. Nous avons obtenu les résultats suivants :

- La résonance géante présente un caractère dipolaire.
- La diffusion inélastique est peu importante ( $\leq 15$  p. 100 de la diffusion élastique), sauf peut-être dans les noyaux lourds.

— La polarisabilité nucléaire est, en accord avec le modèle de Danos et Okamoto, de type tensoriel pour  $^{27}\text{Al}$  et de type scalaire pour  $\text{Ca}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Pour  $^{181}\text{Ta}$ , nous mettons en évidence une polarisabilité scalaire, en désaccord avec ce modèle.

— Le modèle collectif simple de Goldhaber et Teller explique bien l'ensemble de nos résultats

— Si la résonance géante est formée de niveaux discrets, nos résultats montrent qu'ils ne sont pas indépendants mais doivent interférer fortement entre eux.

Cette technique expérimentale est actuellement limitée surtout par le faible temps d'occupation du béatatron : durant notre travail, le temps réel de mesure était de  $2,75 \times 10^{-3}$  du temps total, l'ensemble de ce travail correspond dans ces conditions à 9 heures de fonctionnement effectif de l'appareillage.

Pour améliorer la précision de ces mesures, il serait souhaitable de disposer d'un accélérateur d'électrons à forte intensité et temps d'occupation élevé, permettant d'utiliser des photons monoénergétiques, produits par annihilation en vol des positons.

#### BIBLIOGRAPHIE

- (1) K. G. MALMFORS dans K. SIEGBAHN,  *$\beta$  and  $\gamma$  Ray Spectroscopy*, 1955, 521. North-Holland, Amsterdam.
- (2) B. S. DZHELEPOV. — *Progrès de Phys.*, 1957, **62**, 1, 3.
- (3) F. R. METZGER dans O. R. FRISCH, *Progress in Nuclear Physics*, 1959, **7**, 53. Pergamon Press, London.
- (4) R. L. MOSSBAUER. — *Zeit. für Phys.*, 1958, **151**, 124.
- (5) A. M. CORMACK. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 716.
- (6) J. S. O'CONNELL. — *Thèse*, Université d'Illinois, 1961.
- (7) J. MILLER et al. — *J. Phys. Radium*, 1960, **21**, 296.
- (8) L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 761.
- (9) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 732.
- (10) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 692.
- (11) E. R. GAERTNER et M. L. YEATER. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 363.
- (12) E. GUTH. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 325.
- (13) B. PONTECORVO et A. LAZARD. — *C. R. Acad. Sci.*, 1939, **208**, 99.
- (14) A. G. W. CAMERON et L. KATZ. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 608.
- (15) E. J. WOLICKI et al. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 319.
- (16) R. DRESSSEL et al. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 754.
- (17) M. L. WIEDENBECK. — *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 1 et 237.
- (18) E. HAYWARD et E. G. FULLER. — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 991.
- (19) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Comptes Rendus Cong. Int. Phys. Nucléaire*, 1958, 646. Dunod, Paris.
- (20) E. L. GARWIN. — *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 143.
- (21) L. COHEN et al. — *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 590.

- (22) L. COHEN et R. A. TOBIN. — *Nucl. Phys.*, 1959, **14**, 243.
- (23) R. A. TOBIN. — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 175.
- (24) F. D. SEWARD et al. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1960, **5**, 68.
- (25) F. D. SEWARD. — *Rapport UCRL-5778*, 1961.
- (26) E. C. BOOTH. — *Nucl. Phys.*, 1960, **19**, 426.
- (27) E. C. BOOTH. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1961, **6**, 37.
- (28) E. F. KENNEDY et W. C. MILLER. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1960, **5**, 245.
- (29) V. J. VANHUYSE et G. J. VANPRAET. — *J. Phys. Radium*, 1960, **21**, 290.
- (30) O. BECKMAN et R. SANDSTROM. — *Nucl. Phys.*, 1958, **5**, 595.
- (31) M. LANGEVIN et A. BUSSIÈRE DE NERCY. — *J. Phys. Rad.*, 1959, **20**, 831.
- (32) A. BUSSIÈRE DE NERCY. — *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 1252.
- (33) A. BUSSIÈRE DE NERCY. — *J. Phys. Radium*, 1961, **22**, 119.
- (34) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 465.
- (35) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Proc. Int. Conf. Nucl. Structure Kingston*, 1960, 760. North-Holland, Amsterdam.
- (36) A. S. PENFOLD et E. L. GARWIN. — *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 120.
- (37) A. BUSSIÈRE DE NERCY. — *J. Phys. Radium*, 1961, **22**, 535.
- (38) E. G. FULLER et E. HAYWARD dans P. M. ENDT et J. DEMEUR, *Nuclear Reactions*, II, 1962. North-Holland, Amsterdam.
- (39) H. A. BETHE et G. PLACZEK. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 450.
- (40) D. H. WILKINSON. — *Proc. Rehovoth Conf. Nucl. Structure*, 1957, 175. North-Holland, Amsterdam.
- (41) J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*, 1952, 627. J. Wiley, New York.
- (42) L. C. BIEDENHARN et M. E. ROSE. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 729.
- (43) D. H. WILKINSON. — *Physica*, 1956, **22**, 1039.
- (44) M. GOLDBHAPER et E. TELLER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1046.
- (45) H. STEINWENDEL et J. H. D. JENSEN. — *Zeit. für Naturf.*, 1950, **5 a**, 413.
- (46) D. M. BRINK. — *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 215.
- (47) G. MONSIEGO. — *Thèse*, Université de Paris, 1960.
- (48) N. BOHR et al. — *Nature*, 1939, **144**, 200.
- (49) J. S. TOLL. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1760.
- (50) M. GELL-MANN et al. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1612.
- (51) H. A. KRAMERS et W. HEISENBERG. — *Zeit. für Phys.*, 1925, **31**, 681.
- (52) J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*, 1952, 328. J. Wiley, New York.
- (53) H. E. GOVE et coll. — *Nucl. Phys.*, 1961, **26**, 480.
- (54) J. VERNOTTE. — *Thèse III<sup>e</sup> Cycle*, Université de Paris, 1962.
- (55) C. SCHUHL. — *J. Phys. Radium*, 1956, **17**, 97 a.
- (56) R. BASILE et C. SCHUHL. — *J. Phys. Radium*, 1955, **16**, 372.
- (57) A. S. PENFOLD et J. E. LEISS. — *Analysis of Photo Cross-Sections*, 1958. Université d'Illinois.
- (58) H. W. KOCH et J. M. WYCKOFF. — *I. R. E. Trans. Nucl. Sci.*, 1958, **5**, 127.
- (59) J. KOCKUM et N. STARFELT. — *Nucl. Instr. Methods*, 1959, **4**, 171.
- (60) G. R. WHITE. — *X-Ray Absorption Coefficients*. NBS-1003, 1952.
- (61) N. L. SVANTESSON. — *Nucl. Phys.*, 1957, **3**, 273.
- (62) L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 87.
- (63) H. A. BETHE. — *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 71.

- (64) M. E. ROSE et al. — *Table of the Integral  $\Psi(x, t)$ , I et II.* 1954, WAPD-SR-506.
- (65) G. VON DARDEL et R. PERSSON. — *Nature*, 1952, **170**, 1117.
- (66) E. MELKONIAN et al. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 702.
- (67) M. L. YEATER et E. L. MORGAN. — *Nomograms for the Area Analysis of Selfindication and Transmission*, 1957, KAPL-1637.
- (68) S. O. RICE. — *Bell Syst. Techn. J.*, 1948, **27**, 109.
- (69) K. N. GELLER et al. — *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 1302.
- (70) J. E. LEISS et J. M. WYCKOFF. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1956, **1**, 197.
- (71) D. JAMNIK et P. AXEL. — *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 194.
- (72) K. REIBEL et A. K. MANN. — *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 701.
- (73) W. C. BARBER et al. — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 2081.
- (74) G. MORPURGO. — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 721.
- (75) C. N. WADDELL. — *Thèse*, 1957. Université de Californie.
- (76) A. EL BEDEWI et M. A. EL WAHAB. — *Nucl. Phys.*, 1957, **3**, 385.
- (77) K. OKAMOTO. — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 143.
- (78) S. A. E. JOHANSSON. — *Arkiv f. Fys.*, 1952, **13**, 131.
- (79) M. B. STEARNS. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 706.
- (80) J. MILLER et al. — *J. Phys. Radium*, 1961, **22**, 529.
- (81) M. DANOS. — *Nucl. Phys.*, 1958, **5**, 23.
- (82) W. HEITLER. — *The Quantum Theory of Radiation*, 1957. Oxford University Press, Oxford.
- (83) A. BOHR et B. R. MOTTELSON. — *Kon. Dan. Vid. Selskab. Mat. Fys. Med.*, 1953, **27**, 16.
- (84) A. M. BALDIN. — *J. E. T. P.*, 1959, **37**, 202.
- (85) Z. MARIC et P. MÖBIUS. — *Nucl. Phys.*, 1959, **10**, 135.
- (86) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Proc. Int. Conf. Nucl. Structure Kingston*, 1960, 763. North-Holland, Amsterdam.
- (87) J. P. ELLIOTT et B. H. FLOWERS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1959, A-**242**, 57.
- (88) J. DULAR et al. — *Nucl. Phys.*, 1959, **14**, 131.
- (89) J. E. E. BAGLIN et al. — *Nucl. Phys.*, 1961, **22**, 207.
- (90) B. ZIEGLER. — *Nucl. Phys.*, 1960, **17**, 238.
- (91) E. WEINSTOCK et J. HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1651.
- (92) E. G. FULLER et M. J. WEISS. — *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 560.
- (93) E. G. FULLER et E. HAYWARD. — *Proc. Int. Conf. Nucl. Structure Kingston*, 1960, 941. North-Holland, Amsterdam.
- (94) J. MILLER et al. — *Nucl. Phys.* (à paraître).
- (95) J. S. LEVINGER et H. A. BETHE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 115.
- (96) P. AXEL et coll. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1961, **6**, 440.
- (97) C. TZARA (communication privée).

# DEUXIÈME THÈSE

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les atomes mésiques.

VU ET APPROUVÉ :

Orsay, le 9 janvier 1962.

*Le Doyen de la Faculté des Sciences,*

A. GUINIER.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Le Recteur de l'Académie de Paris,*

JEAN ROCHE.





